

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

НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ –
СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

2-й Всероссийской конференции

3-4 февраля 2003 года
Санкт-Петербург



Санкт-Петербург
Издательство СПбГТУ
2003

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

При поддержке

AIXTRON

Корвет Лайтс

Данск Вентиль и Фитинг, Свейджлок

Emcore

**Российский Фонд Фундаментальных Исследований
Санкт-Петербургский государственный политехнический
университет**

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

| | |
|-------------------------------|-------------------------|
| А.Э.Юнович, зам. председателя | МГУ им. М.В.Ломоносова, |
| В.В.Лундин, секретарь | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| А.Н.Туркин, секретарь | МГУ им. М.В.Ломоносова |
| В.С.Абрамов | ООО «Корвет Лайтс» |
| В.А.Дмитриев | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| Е.Е.Заварин | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| А.Е.Николаев | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| А.В.Сахаров | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| В.Г.Сидоров | СПбГПУ |
| С.П.Черных | ООО «ЮниСаф» |

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ:

| | |
|-----------------|-----------------------|
| Н.Н.Леденцов | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| А.Н.Ковалев | МИСиС |
| В.Г.Мокеров | ИРЭ РАН |
| С.Ю.Шаповал | ИФТТ РАН |
| М.Г.Мильвидский | ГИРЕДМЕТ |
| А.С.Усиков | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |
| В.М.Устинов | ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН |

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

НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ –
СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

2-й Всероссийской конференции

3-4 февраля 2003 года
Санкт-Петербург



Санкт-Петербург
Издательство СПбГТУ
2003

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ

П.С.Копьев

8

Узкозонные и разбавленные нитриды

| | | |
|--|--|-----------|
| ГЕКСАГОНАЛЬНЫЙ InN – УЗКОЗОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК ($E_g \sim 0.7\text{eV}$) | В. Ю. Давыдов*, А. А. Клочихин, В. В. Емцев, А. В. Сахаров, В. А. Капитонов, Д. А. Курдюков, В. А. Векшин, С. В. Иванов, Б. А. Андреев, А. В. Мудрый | 9 |
| МОЩНЫЕ ОДНОМОДОВЫЕ ЛАЗЕРЫ ДИАПАЗОНА 1.3 мкм НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЯМ InGaAsN/GaAs | А.Р.Ковш*, Д.А.Лившиц, В.М.Устинов, J.S.Wang, R.S.Hsiao, L.P.Chen, J.Y.Chi, G.Lin | 11 |
| СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК GaAsN/GaAs ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ | Н.В. Крыжановская*, А.Г. Гладышев, А.Р. Ковш, И.П. Сошников, А.Ф. Цацульников, В.М. Устинов, J.Y. Chi, J.S. Wang, L. Wei | 13 |
| ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1.55 мкм ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 300К ИЗ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs/InGaAsN НА ПОДЛОЖКАХ GaAs. | В.А.Одноблюдов, А.Ю.Егоров, Н.В.Крыжановская, В.В.Мамутин, А.Ф.Цацульников, Ю.Г.Мусихин, В.М.Устинов | 15 |

Свойства соединений III-N (1)

| | | |
|---|--|-----------|
| МОЗАИЧНАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА III-НИТРИДОВ. | Н.М. Шмидт*, А.Н. Бесюлькин, М.С. Дунаевский, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.С. Усиков, Е.Е. Заварин, G. Aliev, D. Wolverson, А.Г. Колмаков, А.В. Лоскутов | 17 |
| РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ С ЭФФЕКТИВНОЙ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИЕЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN С РАЗНОЙ СТЕПЕНЬЮ УПОРЯДОЧЕННОСТИ МОЗАИЧНОЙ СТРУКТУРЫ | Н.М. Шмидт*, А.И. Бесюлькин, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, А.С. Усиков, А.Г. Колмаков, А.В. Лоскутов, Е.В. Якимов | 19 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ n-GaN МЕТОДОМ НАВЕДЕННОГО ТОКА | О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов*, Е.Е. Заварин, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт | 21 |
| ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ ДЕФЕКТЫ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN | Солтанович О.А.*, Якимов Е.Б. Шмидт Н.М., Усиков А.С., Лундин В.В. | 23 |
| БЕСКОНТАКТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ GaN И ЕГО ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ | Д.А. Андроников* В.П. Кочерешко | 24 |
| РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ОКСИДИРОВАННОМ КРЕМНИИ. | Е.В.Коненкова, Ю.В.Жиляев В.А.Федирко D.R.T.Zahn | 26 |

Свойства соединений III-N (2)

| | | |
|--|---|-----------|
| ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ИОНОВ Eu КРИСТАЛЛАХ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Eu . | Кожанова Ю.В., Криволапчук В.В., Мездрогина М.М., Жиляев Ю.В., Родин С.В. | 28 |
| СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ GaN ЛЕГИРОВАННЫХ Er. | Жиляев Ю.В., Криволапчук В.В.*, Лундин В.В., Мездрогина.М.М., Шмидт Н.М. | 29 |
| СПЕКТРЫ И КИНЕТИКА СПАДА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Sm. | Криволапчук В.В.*, Лундин В.В., Мездрогина М.М.*, Жиляев Ю.В., Шмидт Н.М. | 30 |

| | | |
|--|---|-----------|
| ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er СВЕРХРЕШЕТКАХ AlGa_xN/GaN И МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ GaN | <u>Н.А.Соболев*</u> , А.М.Емельянов, Е.И.Шек, А.И.Бесюлькин, Е.Е.Заварин, В.В.Лундин, А.С.Усиков, Н.М.Шмидт, М.И.Маковийчук, Е.О.Паршин | 32 |
| ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НИТРИДОВ ГРУППЫ A³B⁵ | <u>В.В.Соболев*</u> , М.А.Стерхова | 34 |
| ЭНЕРГИИ, ВЕРОЯТНОСТИ И ПРИРОДА ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ПЕРЕХОДОВ НИТРИДОВ ГРУППЫ A³B⁵ | <u>В.В.Соболев*</u> , М.А.Стерхова | 36 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ДЕФЕКТОВ В AlN, ПОЛУЧЕННОМ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ. | * <u>Л.В. Григорьев</u> , В.А. Бербец, В.Е.Тер-Нерсесянц, Г.А. Муранова, Н.Н.Смирнов | 38 |
| ВЛИЯНИЕ ТЕРМОПОЛЕВЫХ ЦИКЛОВ НА ПРОЦЕССЫ НАКОПЛЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА В СТРУКТУРЕ AlN-SiO₂-Si | * <u>Л.В. Григорьев</u> , В.А. Бербец, В.Е.Тер-Нерсесянц, Г.А. Муранова, Н.Н.Смирнов | 40 |
| ПРИМЕСНАЯ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЛЕНОК ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Al_xGa_{1-x}N (0,15≤x≤1) | С.Д. Колониус, А.С. Старков, <u>М.В. Чукичев*</u> , В.Ю. Давыдов | 42 |
| АНИЗОТРОПНЫЕ ЦЕНТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ | <u>А.Г. Дрижук</u> , В.Г.Сидоров | 43 |

Свойства квантоворазмерных гетероструктур на основе III-N

| | | |
|--|---|-----------|
| ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGa_xN/GaN НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ. | <u>Е. В. Луценко*</u> , В. З. Зубелевич, В. Н. Павловский, А. Л. Гурский и Г. П. Яблонский, Y. Dikme and R. H. Jansen, B. Schineller and M. Heuken | 45 |
| ФАКТОР ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ И ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGa_xN/GaN НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ | Е. В. Луценко*, <u>Н.П. Тарасюк</u> , А. А. Гладышук | 47 |
| ДИНАМИКА РЕШЕТКИ И СПЕКТРЫ КРС ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК GaN/AlN и GaN/AlGa_xN | <u>А. Н. Смирнов*</u> , В. Ю. Давыдов, И. Н. Гончарук, Р. Н. Кютт, М. В. Байдакова, А. В. Сахаров, Е. Е. Заварин, В. В. Лундин, М. Б. Смирнов, С. В. Карпов | 49 |
| ФОРМИРОВАНИЕ МИНИЗОН В СВЕРХРЕШЕТКАХ p-AlGa_xN/GaN | <u>Кокорев М.Ф.</u> , Пахнин Д.В., Лундин В.В., Jim. Y. Chi | 51 |
| ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В III-НИТРИДАХ | <u>Д.К. Нельсон*</u> , М. А. Якобсон, Н.М. Шмидт, Н. Гранжан, Ж. Масси, П. Бигенвальд, А. Кавокин | 53 |
| ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА GaN И GaN/AlGa_xN НАНОСТРУКТУР С ИНВЕРСИОННЫМИ ДОМЕНАМИ | <u>Т.В. Шубина*</u> , В.Н. Жмерик, С.В. Иванов, П.С. Копьев, П. Хольц, Б. Монемар, А. Baaz | 55 |
| ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ, ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ GaN/InGa_xN С ЛЕГИРОВАНИЕМ ВЕРХНЕГО КОНТАКТНОГО СЛОЯ GaN МАРГАНЦЕМ | <u>А.Я. Поляков*</u> , Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, S.J. Pearton, F. Ren, J. Kim, M.E. Overberg, G.T. Thaler, C.R. Abernathy | 57 |

Свойства светоизлучающих приборов III-N на основе квантоворазмерных гетероструктур

| | | |
|--|--|-----------|
| ТУННЕЛЬНАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В P-N-ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ И ДРУГИХ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА A^{III}B^V | <u>В.Е.Кудряшов</u> , А.Э.Юнович | 58 |
| ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ InGa_xN/GaN С МОДУЛИРОВАННО-ЛЕГИРОВАННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ | С.С.Мамакин, <u>С.С.Обыдена</u> , А.Э.Юнович*, А.Б.Ваттана, Ф.И.Маняхин* | 60 |

| | | |
|---|--|----|
| СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ | М.Г.Варешкин, В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович Н.А.Гальчина, Л.М.Коган Н.П.Социн | 62 |
| ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ И АМПЕР-ЯРКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ | Ф.И.Маняхин, А.Б. Ваттана, Л.О. Мокрецова | 64 |
| ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ПРОТЕКАНИЯ ПРЯМОГО ТОКА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЦЕНТРОВ В СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ AlGaN/InGaN/GaN С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ | Ф.И.Маняхин, А.Б. Ваттана | 66 |

Эпитаксия соединений III-N (1)

| | | |
|--|---|----|
| ADVANCED CHARACTERIZATION STUDIES OF SAPPHIRE (0001) SUBSTRATE MISORIENTATION EFFECTS ON GaN-BASED OPTOELECTRONIC DEVICE DEVELOPMENT | D.I. Florescu, D.S. Lee, V. Merai, A. Parekh, D. Lu, J.C. Ramer, A. Gurary, I. Eliashevich and E. Armour | 68 |
| ПАРАМЕТРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ НИТРИДОВ И ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР, СВЯЗАННЫЕ С КАЧЕСТВОМ ПОДГОТОВКИ САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖЕК | Н.М. Шмидт*, А.А. Анкудинов, С.Ю. Белова, А.Н. Бесюлькин, М.С. Дунаевский, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, В.В. Ратников, А.В. Сахаров, А.А. Титков, А.С. Усиков, С.П.Черных | 70 |
| STRUCTURAL PROPERTIES OF GaN-ON-SAPPHIRE-TEMPLATES GROWN BY HVPE | V.A. Soukhoveev, D.V. Tsvetkov, M.M. Mastro, A.I. Pechnikov, Y.V. Shapovalova, O.V. Kovalenkov, G.H. Gainer, and A. S. Usikov ^{(1)*} | 72 |
| СПЕКТРЫ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЛСТЫХ СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ И ОТДЕЛЕННЫХ ОТ ПОДЛОЖКИ. | А.Я. Поляков*, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, D.C. Look, Z-Q. Fang, S.S. Park, J.H. Han | 74 |
| ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОРИСТОЙ ПОДЛОЖКИ GaAs НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ПЛЕНОК GaN, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РАДИКАЛО-ЛУЧЕВОЙ ГЕТТЕРИРУЮЩЕЙ ЭПИТАКСИИ. | *Кидалов В.В., Ревенко А.С., Сукач Г.А. | 75 |
| ЛЕГИРОВАНИЕ МАГНИЕМ В МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ | А.А. Воробьев*, В.В. Кораблев, С.Ю. Карпов | 77 |
| РОСТ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СОЕДИНЕНИЙ InN И In _x Ga _{1-x} N(x=0-1) МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА | В.Н. Жмерик*, Т.В. Шубина, В.А. Векшин В.Ю. Давыдов, В.В. Ратников, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Б. Монемар | 79 |
| МЕХАНИЗМЫ МОС-ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ AlGaN | А.В. Лобанова*, Е.В. Яковлев, Р.А. Талалаев, А.Н.Воробьев, Ю.Н. Макаров | 81 |

Эпитаксия соединений III-N (2)

| | | |
|--|--|----|
| КОНТРОЛЬ ПОЛЯРНОСТИ ПЛЕНОК GaN ПРИ РОСТЕ МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НА Al ₂ O ₃ (0001). | В.В. Преображенский*, Б.Р. Семягин, М.А. Пулято, Т.Х. Хамзин, В.Г. Мансуров, А.И. Торопов, О.П. Пчеляков | 83 |
| КИНЕТИКА ЭПИТАКСИАЛЬНОГО РОСТА GaN ИЗ ПУЧКОВ Ga И NH ₃ В УСЛОВИЯХ ОБОГАЩЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ Ga. | Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Преображенский В.В., Торопов А.И., Пчеляков О.П., Журавлев К.С. | 85 |
| ВЛИЯНИЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ И ЛЕГИРОВАНИЯ GaN НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА | Афанасьев А.К., Харламов Р.В., Вигдорович Е.Н., Свешников Ю.Н., Поляков А.Я. Семенов Д.В. | 87 |
| ЛЕГИРОВАНИЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ЦИНКОМ | Е.Н. Вигдорович*, Ю.Н. Свешников | 89 |

| | | |
|--|---|----|
| НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ РОСТА GaN С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СЛОЕВ (Al)GaN И AlN. | Е.Е. Заварин*, А.В. Сахаров, А.И.Бесюлькин, Д.С. Сизов, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников, Н.Н.Леденцов | 91 |
| ВЫРАЩИВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ AlN И ГЕТЕРОСТРУКТУР AlN/GaN НА САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ ГФЭ МОС. | В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.И.Бесюлькин, Д.С.Сизов*, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов. | 93 |
| МОДЕРНИЗАЦИЯ МОСVD УСТАНОВКИ “ЭПИКВИП” ПОД ВЫРАЩИВАНИЕ НИТРИДОВ III ГРУППЫ | П.И. Кузнецов, Л.Ю. Захаров, В.А. Житов, В.В. Шемет | 95 |
| N-P HETEROJUNCTION AND LIGHT-EMITTING DIODE BASED ON ZnO AND GaN | Ya.I.Alivov *, D.C.Look , J.E.van Nostrand , M.V.Chukichev , B.M.Ataev | 97 |

Технология приборов на основе соединений III-N (1) – транзисторы

| | | |
|--|--|-----|
| AlGaIn LAYERS FOR HEMT APPLICATIONS ON 8x4" MASS PRODUCTION MOCVD REACTORS | Joerg Soellner, Oliver Schoen, Assadullah Alam, Bernd Schineller, M. Heuken, Yilmaz Dikme, H. Kalisch | 99 |
| ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ AlGaIn/GaN HFETs НА ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУМЕРНОМ КАНАЛЕ И НА НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК | М.Е. Левинштейн, П.А. Иванов | 101 |
| ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ III-N, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ ГФЭ МОС. | В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.И.Бесюлькин, А.Г.Гладышев, А.В.Сахаров, Н.М.Шмидт, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов., М.Ф.Кокорев | 103 |
| AlGaIn/GaN HEMTs FABRICATED BASED ON HVPE GROWN EPITAXIAL STRUCTURES | M. A. Mastro, D. Tsvetkov, V. Soukhoveev, G. Gainer, O. Kovalenkov, A. Pechnikov, V. Dmitriev, A. Usikov*, K. N. Baik, S. J. Pearton, N. Kuznetsov, N. Shmidt | 105 |
| РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИЙ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ AlGaIn/GaN | Дорофеев А.А., Кораблин А.С., Крымко М.М., Матвеев Ю.А., Разгуляев И.И., Баранов Д.А., Кайдаш А.П., Красовицкий Д.М., Павленко М.В., Петров С.И., Погорельский Ю.В., Соколов И.А. Чалый В.П. | 107 |
| ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaIn/GaN С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ | В.Г.Мокеров*, Л.Э.Великовский, М.Б. Введенский, З.Т. Канаметова, П.В. Сазонов, Д.С.Силин, Ю.Грауль, О.К.Семчинова | 108 |
| ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ С НИЗКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ ДЛЯ AlGaIn/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ | В.Л. Гуртовой, С.Ю. Шаповал, В.Е. Земляков, В.А. Красник, А.М. Темнов, В.А. Гудков | 110 |
| НОВЕЙШИЕ ТЕНДЕНЦИИ В КОНСТРУИРОВАНИИ ПОЛЕВЫХ GaN – ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРОВ (обзор) | А.Н.Ковалев | 112 |

Технология приборов на основе соединений III-N (2)

| | | |
|---|---|-----|
| СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ И ПРОБЛЕМЫ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ | А.Э.Юнович | 114 |
| ВЫСОКОМОЩНЫЕ (70мВт) СИНИЕ СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ МЕЗА-СТРУКТУРЫ AlGaInN С ОТРАЖАЮЩИМИ КОНТАКТАМИ | С.А.Гуревич, Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, Е.М.Аракчеева, Е.М.Танклевская, А.Л.Закгейм*, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон | 116 |
| МОЩНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ БЕЛОГО СВЕТА НА ОСНОВЕ НИТРИДНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ КРИСТАЛЛОВ И ЛЮМИНОФОРОВ, АКТИВИРОВАННЫХ Ce ³⁺ ИЛИ Eu ²⁺ | А.Л.Закгейм*, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон, А.А.Богданов, Ф.Ф.Греков, Б.В.Черновец* | 118 |

| | | |
|--|---|------------|
| ЛЮМИНОФОРНЫЕ ПОКРЫТИЯ В ТЕХНОЛОГИИ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ | Меркушев О.М. *, Ведерникова Л.Г., Нелепин И.В., Петров Ю.Ю. | 120 |
| ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУИРОВАНИЯ МОЩНЫХ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ. | В.С. Абрамов, С.Г. Никифоров, В.П. Сушков, А.В. Шишов. | 122 |
| МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ AlGaInN И МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ИХ ЭФФЕКТИВНОСТИ. | В. А. Забелин ^(*) , С. А. Гуревич | 123 |
| СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ГАЛЛИЯ И ЕГО ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ | А.А.Вилисов, Г.Н.Захарова, Т.И.Коханенко | 125 |
| СТМ ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ СТАДИИ РОСТА ПЛЕНОК Ag НА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001), ВЫРАЩЕННОЙ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ | Р.З. Бахтизин, К.-Х. Ву, Ч.-Ж Щуе, Ч. -К Щуе, Т. Нагао, Т. Сакурай | 127 |
| ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ К ТВЕРДЫМ РАСТВОРАМ p-Al_xGa_{1-x}N. | Е.В. Калинина*, А.Е. Николаев, А.Е. Черенков, М. Яговкина, А.В. Давыдов, L.A. Bendersky | 129 |
| ОДНОСТАДИЙНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ к p-СЛОЮ GaN МЕТОДОМ ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ КИСЛОРОДОМ. | А. И. Стогний, А. С. Шуленков, Е. В. Луценко* и Г. П. Яблонский, Н. Н. Новицкий, В. Schineller and M. Heuken | 131 |
| ПРИГОТОВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001) ДЛЯ ФОТОЭМИТТЕРОВ С ОЭС | О.Е. Терещенко, * Г.Э. Шайблер, А.С. Ярошевич, А.С. Терехов, В.В. Лундин, Е.Е.Заварин, А.И.Бесюлькин | 133 |
| ФОРМИРОВАНИЕ ЗАРОЩЕННЫХ МЕЗАПОЛОСКОВЫХ III-N СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ КОМБИНАЦИИ СУХОГО И ЖИДКОСТНОГО ТРАВЛЕНИЯ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ЗАРАЩИВАНИЕМ. | В.В.Лундин, А.В.Сахаров, А.И.Бесюлькин, Е.Е.Заварин, А.Ф.Цацульников, С.А.Гуревич, Е.М.Аракчеева, Е.М.Танклевская и Н.Н.Леденцов, Jim Y. Chi and Ru Chin Tu | 135 |

Введение

П.С.Копьев

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

Использование нитридов 3-ей группы является в настоящее время единственной практической возможностью перекрыть весь видимый диапазон длин волн излучения. Наряду с разнообразным использованием в системах записи, хранения, обработки и отображения информации открываются возможности создания экономичных, долговечных твердотельных осветительных приборов, максимально согласованных по спектру с естественным освещением и чувствительностью глаза человека. Массовое использование твердотельных осветительных приборов сулит настоящий переворот и в энергосбережении, и в экологии.

Понятный интерес к данной тематике отражает большое количество посвященных ей публикаций, а также конференций, симпозиумов, совещаний, проводимых во всем мире.

Отражением этого интереса является и наша, выросшая из Всероссийских совещаний, уже вторая Всероссийская конференция «Нитриды галлия, алюминия и индия – структуры и приборы».

По традиции на Конференции собрались представители академических, вузовских и промышленных организаций России. Мы рады приветствовать наших коллег, приехавших из Беларуси, Украины, Германии и США.

Поддержку конференции оказали Российский фонд фундаментальных исследований, Санкт-Петербургский Государственный Политехнический университет, компании «AIXTRON» (Германия), «EMCORE»(США), «Dansk Ventil & Fitting ApS, Swagelok» (Московское представительство) и «Корвет-Лайтс» (Россия). Оргкомитет и все участники конференции выражают им искреннюю благодарность.

Уже традиционно конференция проводится в течение 2-х дней, что позволяет дать время всем докладчикам для короткого 5-минутного устного представления, с тем чтобы подробное обсуждение результатов проводилось во время следующих за устными сессиями стендовых сессий.

Впервые в рамках Конференции появилась возможность провести промышленную выставку, пусть пока и небольшую. Эта выставка должна помочь сближению академической науки с промышленностью.

К сожалению, существует отставание Российской науки от лучших мировых достижений в данной области. Это связано как с общим тяжелым положением в науке у нас в стране в настоящее время, так и с недостатком внимания научного сообщества именно к данной тематике.

Наблюдающееся экономическое оживление в России позволяет надеяться на увеличение финансирования науки. В своей работе на конференции мы должны стремиться к тому, чтобы его результатом было повышение интереса к нитридной тематике и интенсификация исследований в этом направлении.

ГЕКСАГОНАЛЬНЫЙ InN – УЗКОЗОННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК ($E_g \sim 0.7\text{eV}$)

В. Ю. Давыдов*, ***А. А. Клочихин***, ***В. В. Емцев***, ***А. В. Сахаров***, ***В. А. Капитонов***,
Д. А. Курдюков, ***В. А. Векшин***, ***С. В. Иванов***

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, С.Петербург
194021, Россия; * e-mail:valery.davydov@mail.ioffe.ru

Б. А. Андреев

Институт Физики Микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород 603600, Россия

А. В. Мудрый

Институт твердого тела и полупроводников БАН, Бровки 17, Минск 220072, Беларусь

В работе представлен обзор результатов, полученных методами оптического поглощения (ОП), фотолюминесценции (ФЛ), возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) и фотомодуляционного отражения (ФО) на монокристаллических, обладающих низким уровнем дефектности слоях InN, выращенных методами РАМВЕ, МОМВЕ и MOVPE на сапфировых подложках [1,2]. Концентрация электронов в исходно нелегированных образцах InN была в диапазоне $6 \times 10^{18} - 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, а подвижность в лучших образцах достигала значений $1900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$. Представлены также результаты оптических исследований образцов твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.36 < x < 1$), выращенных методом РАМВЕ [2,3].

Исследования, выполненные на образцах InN, выявили резкий край оптического поглощения в районе 1 эВ, который сдвигался в сторону высоких энергий с увеличением концентрации свободных носителей в слоях. Было установлено, что коэффициент оптического поглощения вблизи 1 эВ имеет значения типичные для межзонных переходов в прямозонных полупроводниках ($\alpha(\omega) > 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$), что указывает на фундаментальный характер регистрируемого края поглощения. Впервые была обнаружена фотолюминесценция в диапазоне 0.75-0.85 эВ, максимумы полос которой имеют стоков сдвиг на 50-100 мэВ относительно положения края, оцененного из спектров оптического поглощения. Установлено, что спектры ФЛ измеренные в широком температурном интервале (300-4.2К) для образцов с различной концентрацией свободных носителей, ведут себя подобно спектрам межзонной ФЛ в сильно легированных полупроводниках. С использованием простой двухзонной схемы энергетического спектра полупроводника и результатов исследований спектров ФЛ в других сильно легированных полупроводниках, из спектров ФЛ InN получены значения параметра $E_g(n)$, который связан с шириной запрещенной зоны этого материала и отражает ее изменения в зависимости от концентрации электронов. Аппроксимация полученных результатов для $n \rightarrow 0$ дала оценку истинной ширины запрещенной зоны $E_g \sim 0.7$ эВ для InN (Рис.1а) Данные, полученные из спектров ВФЛ и ФО, хорошо согласуются с результатами измерений оптического поглощения и ФЛ.

В рамках модели, предполагающей изотропность зоны проводимости и эффективную массу InN $m^* = 0.1m_0$, рассчитан сдвиг края оптического поглощения, обусловленный эффектом Бурштейн-Мосса. Установлено, что край поглощения должен испытывать значительный сдвиг с увеличением концентрации электронов в образцах. Показано, что наблюдаемый сдвиг края поглощения в образцах n-InN с концентрацией электронов в диапазоне $6 \times 10^{18} - 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ хорошо описывается моделью Бурштейн-Мосса (Рис.1а, вставка).

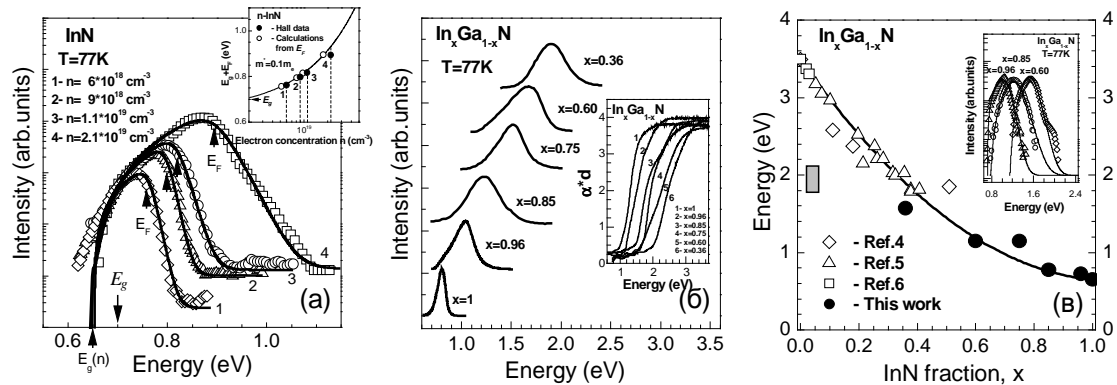


Рис.1. Спектры ФЛ для InN (а), спектры ФЛ и ОП для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (б), зависимость $E_g(x)$ для $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (в)

Исследования образцов твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в области составов ($0.36 < x < 1$) выявили, что край оптического поглощения и положение максимума полосы ФЛ сдвигаются в сторону высоких энергий с увеличением концентрации Ga в образцах (Рис.1б). Найдено, что нелинейная зависимость $E_g = 3.493 - 2.843x - bx(1-x)$, с величиной прогиба $b=2.5$ эВ позволяет описать изменения ширины запрещенной зоны $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ во всем диапазоне составов (Рис.1в). Данные, полученные из исследования образцов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.36 < x < 1$), подтверждают оценку величины запрещенной зоны $E_g \sim 0.7$ эВ в InN.

Было исследовано влияние постростового отжига на физические свойства образцов InN. Обнаружено, что отжиг в вакууме при температуре близкой к температуре роста ведет к уменьшению концентрации электронов в образцах и существенно снижает уровень дефектности. В свою очередь, отжиг в атмосфере кислорода ведет к образованию прозрачных в видимой области соединений, типа $\text{InN-In}_2\text{O}_3$. Как следует из спектров ФЛ, образцы, частично насыщенные кислородом, содержат наноразмерные включения InN.

Таким образом, детальные оптические исследования InN приводят к заключению, что гексагональный InN является узкозонным полупроводником, истинная ширина запрещенной зоны которого - $E_g \sim 0.7$ эВ. Это заключение согласуется с результатами исследований твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.36 < x < 1$). Значительный сдвиг края оптического поглощения при увеличении концентрации носителей вследствие эффекта Бурштейн-Мосса и образование соединений, типа $\text{InN-In}_2\text{O}_3$ могут быть причинами, объясняющими наблюдение края оптического поглощения в районе 2 эВ для поликристаллических образцов с высокой концентрацией электронов $n \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ и большим уровнем дефектности. Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (проекты No.03-02-17562 и No.03-02-17567) и программы Миннауки “Физика твердотельных наноструктур”.

- [1] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin *et al.*, *phys. stat. sol. (b)*, **229**, R1 (2002).
- [2] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin *et al.*, *phys. stat. sol. (b)*, **230**, R4 (2002).
- [3] V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin *et al.*, *phys. stat. sol. (b)*, **234**, 787 (2002).
- [4] M. H. Kim, J. K. Cho *et al.*, *phys. stat. sol. (a)* **176**, 269 (1999).
- [5] K. P. O'Donnell *et al.*, *J. Phys. Condens. Matt.* **13**, 6977 (2001).
- [6] A. Klochikhin, A. Reznitsky *et al.*, *Nanostructures: Physics and Technology*, Ioffe Institute, St.Petersburg, 2001, p.554

МОЩНЫЕ ОДНОМОДОВЫЕ ЛАЗЕРЫ ДИАПАЗОНА 1.3 мкм НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЯМ InGaAsN/GaAs

***А.Р.Ковш**^{*}, Д.А.Лившиц, В.М.Устинов*

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
^{*}kovsh@beam.ioffe.rssi.ru

J.S.Wang, R.S.Hsiao, L.P.Chen, J.Y.Chi, G.Lin

Индустриально-технологический исследовательский институт, 310 КсинЧу, Тайвань,
Республика Китай

Несмотря на сегодняшний спад в области телекоммуникаций одной из стратегических и наиболее приоритетных задач многих исследовательских центров мира является реализация вертикально-излучающих лазеров на основе GaAs с длиной волны генерации 1.3 мкм. К настоящему времени подобные приборы с характеристиками близкими к практическому применению уже созданы различными научными группами. Другим прибором на основе указанной системы материалов с потенциально широким практическим применением является мощные одномодовые Фабри-Перо лазеры с длиной волны генерации 1.3 мкм. Однако к настоящему моменту подобная задача реализации выходной мощности в одномодовом режиме не привлекала особого внимания, что прежде всего связано с все еще высокими значениями пороговых токов.

В данной работе мы демонстрируем непрерывный режим генерации одномодовых лазеров в геометрии незарощенной мезы шириной 3 мкм с длиной волны 1.3 мкм на основе одиночной квантовой ямы $\text{In}_{0.36}\text{GaAsN}_{0.022}/\text{GaAs}$, выращенных методом молекулярно пучковой эпитаксии. Насколько нам известно достигнутые нами значения выходной мощности 180 мВт и внешней эффективности 0.57 Вт/А являются наивысшими из сообщенных для одномодовых лазеров на основе данной системы материалов.

В ходе презентации будут обсуждены следующие вопросы.

1. Лазеры в данной работе были выращены в установке МПЭ полупромышленного типа с возможностью выращивания трех двухдюймовых пластин одновременно. Насколько нам известно, это первая в мире демонстрация лазеров на основе системы InGaAsN, созданных на промышленно ориентированном оборудовании. Дело в том, что данная система материалов требует нетипичных ростовых условий, и прежде всего низкой температуры выращивания, с целью подавления эффектов фазовой сепарации данного четверного соединения. Это обстоятельство накладывает намного более строгие требования к чистоте материалов по сравнению, например, со случаем мощных лазеров на основе InGaAs квантовых ям диапазона 980 нм. Вертикальная геометрия промышленных реакторов, возможность быстрого получения чистых материалов, а также однородность внедрения азота являются основными трудностями на пути промышленного внедрения технологии указанной системы материалов.
2. Лазеры, созданные в данной работе с длиной резонатора 1 мм и с непокрытыми зеркалами демонстрируют следующие характеристики в импульсном режиме: длина волны составляет 1.285 мкм на пороге генерации и сдвигается к 1.3 мкм при увеличении тока накачки. Пороговый ток равен 20.6 мА, а эффективность преобразования на обе грани равняется 0.67 Вт/А, что соответствует 70% внешней дифференциальной эффективности. Характеристическая температура, определяющая температурную зависимость порогового тока, составила 110 К для многомодовых приборов с шириной полоска 10 мкм, и в настоящее время данный

параметр исследуется для одномодовых приборов. Идеальные вольт-амперные характеристики (сопротивление 4.3 Ома и напряжение отсечки p-n перехода 1.2 В) обеспечивают высокую выходную мощность в непрерывном режиме генерации. Данное значение, измеренное на лазерных диодах после нанесения просветляющего и высокоотражающего покрытий, а также монтировки их в корпус ТО46 составило 180 мВт. Пороговый ток возрос до 26 мА, а эффективность упала до уровня 0.57 Вт/А. Мы считаем, что дальнейшая оптимизация монтировки лазерных диодов на теплоотвод позволит нам еще больше увеличить максимальную выходную мощность излучения, так как приведенное значение ограничено термическим разогревом структуры.

3. Лазеры были также отпроцесированны в виде глубоких незарощенных мез (травление сквозь волновод) шириной 3 мкм. Удивительным оказалось то, что данные диоды демонстрируют лишь незначительно ухудшенные характеристики, что противоречит хорошо известному факту, что материалы на основе GaAs имеют сильную поверхностную рекомбинацию, приводящую к полной деградации свойств подобных лазерных диодов. Единственным из возможных объяснений является существенное подавление поверхностной рекомбинацией на боковых гранях полоска в случае использования InGaAsN в качестве активного материала. Этот факт открывает широкие возможности для применения GaAs технологий для фотонных кристаллов.

Таким образом, в данной работе мы впервые демонстрируем ТО46 лазеры с длиной волны генерации 1.3 мкм и выходной мощностью одномодового излучения свыше 150 мВт, выращенные на промышленно-ориентированной установке МПЭ. Обнаружен новый физический эффект подавления поверхностной рекомбинации в структурах с активной областью на основе InGaAsN квантовых ям.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК GaAsN/GaAs ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

*Н.В. Крыжановская**, *А.Г. Гладышев*, *А.Р. Ковш*, *И.П. Сошников*,
А.Ф. Цацульников, *В.М. Устинов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С.-Петербург ул.
Политехническая 26; E-mail*: Kryj@pop.ioffe.rssi.ru

J.Y. Chi, *J.S. Wang*, *L. Wei*

Industrial Technology Research Institute, Hsinchu 310, Taiwan, R.O.C.

С 1992г. когда впервые были получены слои GaAsN [1] данный материал привлекает внимание, обусловленное уникально сильным уменьшением ширины запрещенной зоны соединения GaAsN с увеличением концентрации азота. К настоящему времени изучены свойства данного соединения в случае низких концентраций азота (<10%) [2]. Показано, что доминирующим механизмом излучательной рекомбинации при низких температурах является рекомбинация экситонов локализованных на флуктуациях ширины запрещенной зоны. Наблюдаемый локализирующий потенциал объясняется сильным возмущением в электронной структуре, возникающим вследствие неоднородности распределения атомов азота в слое.

В данной работе исследованы возможности намеренного создания центров локализации в структурах на основе GaAsN с помощью формирования сверхтонких слоев GaAsN в GaAs матрице. Как было продемонстрировано для случая InGaAs/GaAs системы, осаждение сверхтонких слоев InGaAs в GaAs матрицу приводит к формированию обогащенных по In областей [3-5]. В настоящей работе показано, что такой подход возможен для системы GaAsN.

Структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на n+ подложках арсенида галлия [001]. В качестве базового образца (Структура I) в матрицу GaAs был осажден слой GaAsN_{0,013}, толщиной 0,1 мкм. Структура II была получена 70-ти кратным повторением циклов осаждения 5 монослоев (МС) GaAs с последующей выдержкой поверхности под потоком атомарного азота в течение времени, необходимого для роста 1 МС GaAs. Структура III представляет собой 70-ти периодную сверхрешетку, состоящую из слоев GaAs/GaAsN_{0,05} с толщинами 4МС/1МС соответственно. Таким образом, толщины азот-содержащих слоев в структурах II и III также составили 0,1 мкм. Все структуры завершались прикрывающим слоем GaAs, толщиной 30 нм.

Спектры ФЛ исследованных структур приведены на рис.1. В спектрах всех образцов наблюдаются линии излучения обусловленные рекомбинацией в области GaAsN. Для структур I и II положение данных линий (1.218 эВ и 1.208 эВ) практически совпадает, а в спектре структуры III вместо одной линии излучения наблюдаются две полосы с максимумами при 1.157 эВ и 1.36 эВ. Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), в каждом слое GaAsN структуры III наблюдается формирование областей сильно обогащенных по азоту (до 8,5%). Характерные латеральные размеры соответствующих областей составляют 5-10 нм. Из сопоставления результатов ПЭМ с

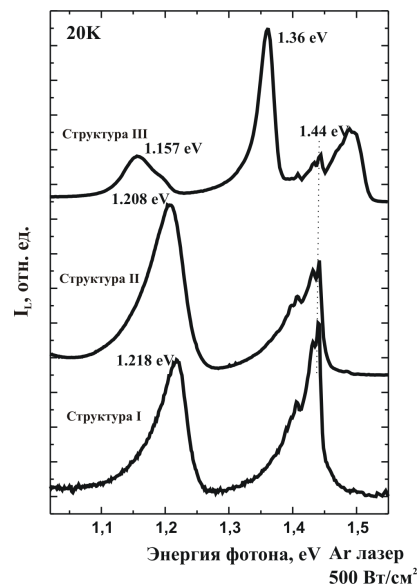


Рис. 1 Спектры ФЛ структур GaAsN/GaAs, полученные при 20К.

данными оптических исследований можно сделать вывод, что длинноволновая линия ФЛ структуры III обусловлена рекомбинацией в областях GaAsN/GaAs сверхрешетки с высоким составом азота, в то время как коротковолновая линия обусловлена рекомбинацией в областях сверхрешетки с низким содержанием азота. В спектрах ФЛ, полученных в разных точках структуры после применения градиентного травления, наблюдается сдвиг длинноволновой линии излучения в сторону больших энергий фотона при увеличении глубины травления, что свидетельствует об увеличении характерных размеров областей повышенного состава по азоту вдоль оси роста сверхрешетки.

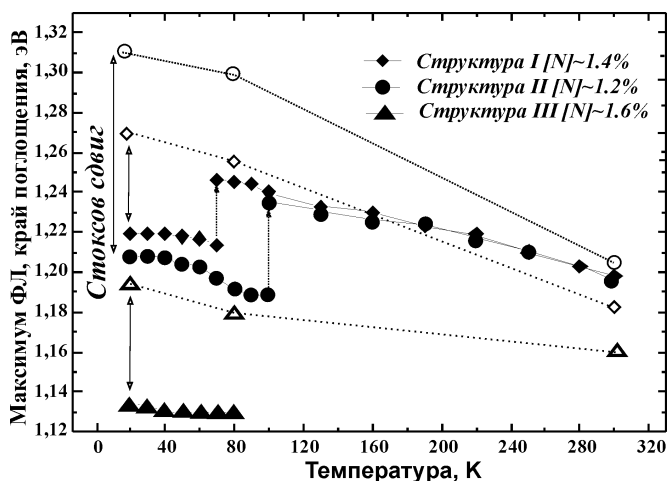


Рис. 2 Зависимости положений максимумов ФЛ (сплошные символы) и края поглощения (открытые символы) от температуры.

Для изучения рекомбинационных процессов и влияния способов осаждения на свойства структур были исследованы зависимости ФЛ и края поглощения от температуры (рис.2). Наибольшая энергия локализации носителей наблюдается для структуры III, полученной послойным методом осаждения. Кроме этого, из полученных зависимостей следует, что с увеличением концентрации азота происходит уменьшение величины энергетического сдвига края поглощения с температурой. Для структуры II наблюдается максимальный сдвиг между максимумом линии излучения и краем полосы поглощения (Стоксов сдвиг ~

100мэВ), несмотря на то, что концентрация азота в этой структуре наименьшая, что позволяет сделать вывод о более значительном формировании центров локализации в случае применения методики нитридации для создания GaAsN слоев.

Благодарность за помощь в работе Российскому Фонду Фундаментальных Исследований и «Joint Scientific Program ITRI-IOFFE», Е. Никитиной, Dr. J. Hannert, H. Kirmse, W. Neumann.

Список литературы

1. M. Weyers and M. Sato, Jpn. J. Appl. Phys. 31, L853 (1992).
2. I. A. Buyanova, W.M. Chen and B. Monemar, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.6, 2 (2001).
3. V. Bressler-Hill, A.Lorke, S.Varma, P.M.Petroff, K.Pond, and W.H.Weinberg, Phys.Rev.B 50, 8479 (1994)
4. P.D.Wang, N.N.Ledentsov, C.M.Sotomayor Torres, P.S.Kop'ev, and V.M.Ustinov, Appl. Phys. Lett. 64, 1526 (1994).
5. M.V.Belousov, N.N.Ledentsov, M.V.Maximov, P.D.Wang, I.N.Yassievich, N.N.Faleev, I.A.Kozin, V.M.Ustinov, P.S.Kop'ev and C.M.Sotomayor Torres, Phys.Rev.B 51, 14346 (1995)

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1.55 мкм ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 300К ИЗ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs/InGaAsN НА ПОДЛОЖКАХ GaAs.

***В.А.Однoблyдoв, А.Ю.Егoрoв, Н.В.Крыжaнoвскaя, В.В.Мaмyтин, А.Ф.Цaцyльннкoв,
Ю.Г.Мyсyxин, В.М.Устинoв***

Физико-Технический институт им. Иоффе РАН

Широкое внедрение ВОЛС в локальных сетях сдерживается отсутствием надежной и дешевой элементной базы источников излучения. Это, прежде всего, вертикально излучающие лазеры, создание которых затруднено при использовании традиционных (InGaAsP/InP) гетероструктур. Усилия многих лабораторий мира направлены на синтез гетероструктур на основе GaAs, которые могли бы послужить основой более эффективных источников излучения в диапазоне длин волн 1.3-1.55мкм. Указанные длины волн соответствуют окнам прозрачности оптического волокна, причем длина волны 1.3мкм отвечает минимуму дисперсии, а 1.55мкм – минимуму поглощения.

В настоящее время альтернативой традиционным InGaAsP/InP структурам являются гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) InGaAsN/GaAs и квантовыми точками (КТ) InAs/InGaAs, создаваемые на подложках GaAs. Инжекционные лазеры, излучающие с торца [1,2] и вертикально-излучающие лазеры [3,4] на длине волны 1.3 мкм были успешно реализованы на основе этих гетероструктур. Однако продвижение в сторону бóльших длин волн излучения, вплоть до 1.55мкм, для обоих типов гетероструктур затруднено вследствие принципиальных ограничений на состав и толщину КЯ, налагаемых пределом псевдоморфного роста.

В настоящей работе в качестве объекта, модификация которого должна привести к излучению на 1.55 мкм, были выбраны квантовые точки InAs/InGaAs, помещенные в слой GaAs и излучающие на длине волны 1.3 мкм. Структуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии, установка МПЭ была оснащена плазменным радиочастотным источником азота. Мы продемонстрировали, что добавление азота в материал слоя InGaAs, которым осуществляется зарощивание КТ InAs, приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны на величину, достаточную для сдвига пика фотолюминесценции вплоть до 1.55 мкм.

Таким образом, в работе впервые продемонстрирована фотолюминесценция на длине волны 1.55 мкм при комнатной температуре на подложках GaAs. Проведены исследования влияния встраивания азота в КТ InAs/InGaAsN на длину волны и интенсивность сигнала фотолюминесценции КТ. Обнаружено увеличение размеров квантовых точек InAs/InGaAs, при добавлении азота в зарощивающую яму (Рис.1). Интегральная интенсивность фотолюминесценции (ИИФЛ) в КТ InAs/(In)GaAsN на длине волны 1.55 мкм сравнима с ИИФЛ в квантовых ямах InGaAsN, излучающих на длине волны 1.3 мкм (Рис.2).

Настоящая работа была выполнена при поддержке программы “Физика твердотельных наноструктур”, программы NATO Science for Peace (грант SfP-972484), гранта CRDF (RE1-2221), а также гранта РФФИ (02-02-17677). Один из авторов, В.М.У. выражает благодарность “Фонду содействия отечественной науке”.

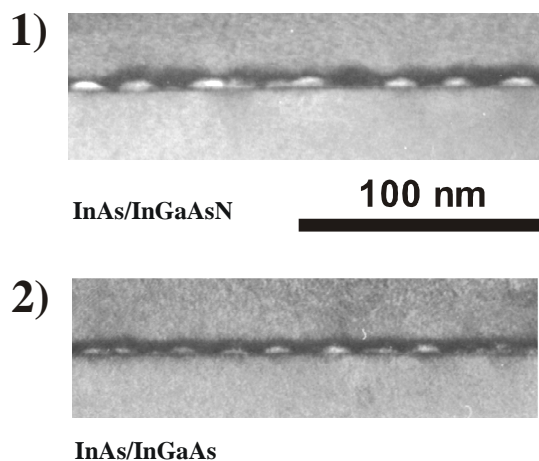


Рис.1 Фотографии сколов структур InAs/InGaAsN QD InAs/InGaAs QD, сделанные методом просвечивающей электронной микроскопии

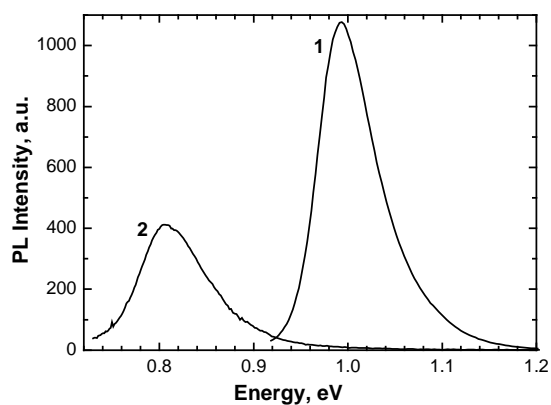


Рис.2 Спектры фотолюминесценции для структур: 1 – КЯ InGaAsN в матрице GaAs, 2 – КТ InAs/In_{15%}GaAsN_{1.5%} в матрице GaAs.

Список литературы:

- [1] V.M.Ustinov and A.E.Zhukov, *Semicond.Sci.Technol.* **15**, R41 (2000).
- [2] A.Yu.Egorov et al, *Journal of Crystal Growth*, 227-228 (2001) 545-552
- [3] N.A.Maleev et al, *Semiconductors*, Vol. 35(7), 2001, 847-853
- [4] J.A.Lott et al, *Electr.Lett.* 36(5), (2000) 1384

МОЗАИЧНАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Ш-НИТРИДОВ.

Н.М. Шмидт*, ***А.Н. Бесюлькин***, ***М.С. Дунаевский***, ***В.В. Лундин***, ***А.В. Сахаров***,
А.С. Усиков, ***Е.Е. Заварин***

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

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

G. Aliev, D. Wolverson

University of Bath, Bath BA2 7AY, United Kingdom

А.Г. Колмаков, А.В. Лоскутов

Институт металлургии, Москва 117911, Россия

Хорошо известно, что мозаичная структура является типичной особенностью Ш-нитридов гексагональной модификации. Однако публикации, посвященные исследованию влияния особенностей мозаичной структуры на электрические и оптические свойства, весьма немногочисленны.

Ранее был предложен новый подход к анализу мозаичной структуры как сложной системы протяженных дефектов и характеристики таких систем с использованием мультифрактального анализа. При этом было показано, что подвижность носителей заряда прямо связана со степенью упорядоченности мозаичной структуры. В данной работе приводятся результаты, демонстрирующие взаимосвязь оптических свойств эпитаксиальных слоев GaN, InGaN/GaN светоизлучающих структур с особенностями мозаичной структуры, такими как степень упорядоченности и уровень самоорганизации мозаичной структуры. Эпитаксиальные слои GaN и светоизлучающие структуры на основе QW InGaN/GaN были выращены на сапфировых подложках (0001) методом MOVPE.

Особенности мозаичной структуры светоизлучающих структур характеризовали, используя мультифрактальные параметры, такие как размерность Реньи (степень самоорганизации) или степень упорядоченности (степень нарушения общей и локальной симметрии). Они были определены из данных атомно-силовой микроскопии. Были исследованы спектры фотолюминесценции при 17 К при возбуждении He-Cd лазером с мощностью 25 Вт/см² эпитаксиальных слоев GaN и карта распределения положения основного пика фотолюминесценции и значений его полуширины при многократном сканировании одной и той же области размером 100×100 мкм с шагом 1 и 10 мкм. Кроме того, были исследованы спектры электролюминесценции светоизлучающих структур. Исследование спектров фотолюминесценции эпитаксиальных слоев GaN с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры показало, что они отличаются между собой положением основного пика фотолюминесценции. При этом для слоев с хорошо упорядоченной мозаичной структурой характерным является сдвиг основного пика в "голубую" область. Сравнительные измерения распределения положения основного пика фотолюминесценции (ПОПФ) и значений его ширины на полувысоте (FWHM) при многократном сканировании выявили следующие закономерности: 1) для всех исследованных эпитаксиальных слоев типичным является неоднородное распределение концентрации носителей с максимальным отклонением от средних значений в 1.5-2 раза и неоднородное распределение напряжений с максимальным отклонением от средних значений до 0.2 - 0.3 ГПа, 2) для слоев с плохо упорядоченной мозаичной структурой типичным является невозпроизводимость картины распределения как ПОПФ так и FWHM при повторных сканированиях той же самой области рис.1.

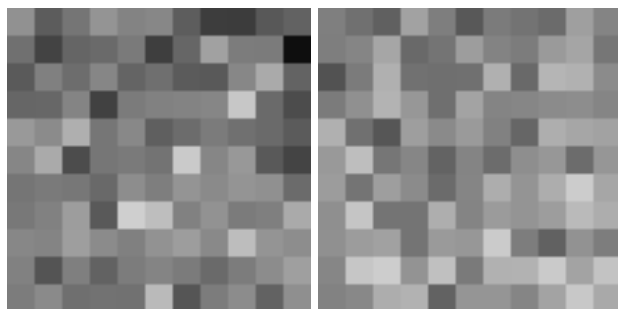


Рис. 1. Распределение значений FWHM для слоя с плохо упорядоченной мозаичной структурой после 1-го и 3-го сканирования. Черный цвет соответствует FWHM = 4.44 nm, белый – 4.94 nm

Для эпитаксиальных слоев с хорошо упорядоченной мозаичной структурой картина распределения хорошо воспроизводится после многократных сканирований. Эти выводы были сделаны после количественного сравнения воспроизводимости полученных картин методами мультифрактального анализа. Полученные результаты позволяют предполагать, что наблюдаемая невоспроизводимость связана с высокой локальной концентрацией нестабильных центров, создающих глубокие уровни, на границах доменов мозаичной структуры. Перестройка этих центров приводит не только к изменению локальной концентрации носителей, но и локальных напряжений.

Существенная разница в спектрах электролюминесценции была обнаружена (рис.2) для светодиодных структур InGaN/GaN, с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры. Разный уровень упорядоченности $\Delta = 0.33$ и $\Delta = 0.35$ мозаичной структуры светоизлучающих структур был получен с использованием слоев, выращенных в одном процессе на подложках двух фирм. Одна из них, с более высокой степенью упорядоченности ($\Delta = 0.33$) имеет типичный спектр электролюминесценции (рис. 1, кривая 2), другая (рис. 1, кривая 1) – имеет более сложный спектр, указывающий на распад твердого раствора InGaN.

Таким образом, полученные результаты показывают, что мозаичная структура и степень ее упорядоченности существенно влияют на оптические свойства III-нитридов. Развитие подхода к анализу свойств III-нитридов как сложной системы протяженных дефектов представляется перспективным.

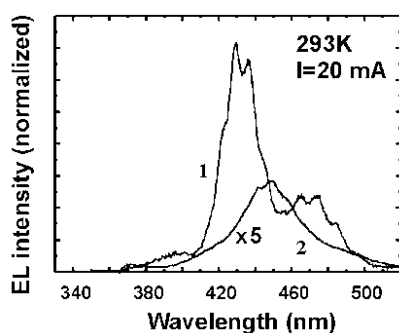


Рис. 2. Спектр электролюминесценции светоизлучающих структур с разной степенью упорядоченности и нарушения локальной симметрии: 1 – 0.35, 2 – 0.33.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ С ЭФФЕКТИВНОЙ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИЕЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN С РАЗНОЙ СТЕПЕНЬЮ УПОРЯДОЧЕННОСТИ МОЗАИЧНОЙ СТРУКТУРЫ

Н.М. Шмидт*, ***А.И. Бесюлькин***, ***Е.Е. Заварин***, ***В.В. Лундин***, ***А.С. Усиков***
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия
* E-mail: Natalia.Shmidt@pop.ioffe.rssi.ru

А.Г. Колмаков, ***А.В. Лоскутов***
Институт металлургии, Москва 117911, Россия

Е.В. Якимов
Институт микронэлектронной технологии, Черноголовка, 142432 Россия

Распределение областей с эффективной безызлучательной рекомбинацией исследовалось под прозрачным барьером Шоттки методом тока, наведенного электронным лучом (ЕВІС). Измерения проводились при комнатной температуре, при обработке результатов использовались методы мультифрактального анализа (МФА). Основные результаты приводятся для двух типичных слоев GaN с разной степенью упорядоченности мозаичной структуры: слой А с высокоупорядоченной мозаичной структурой (индекс порядка – 1,49) и подвижностью носителей $600 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ при комнатной температуре; слой В с менее упорядоченной мозаичной структурой (индекс порядка – 1,6) и подвижностью носителей около $200 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$. Эпитаксиальные слои GaN выращены на сапфировых подложках (0001) методом эпитаксии из металлоорганических соединений при давлении 200 мбар. Эпитаксиальные слои, толщиной 3 мкм, имели *n*-тип проводимости с концентрацией носителей $(5-10) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Оценка диффузионной длины на слоях А и В, с заметно отличающимися структурными и электрическими свойствами, по традиционной ЕВІС методике не выявила разницы и дала одинаковые значения, 1 мкм. Распределение центров безызлучательной рекомбинации, полученное с помощью ЕВІС по вышеописанной методике, выявило существенную разницу для этих слоев. При этом следует отметить, что наиболее существенная разница наблюдается не столько в плотности центров безызлучательной рекомбинации, сколько в характере их распределения. Эти особенности хорошо прослеживаются после обработки ЕВІС-данных МФА методами.

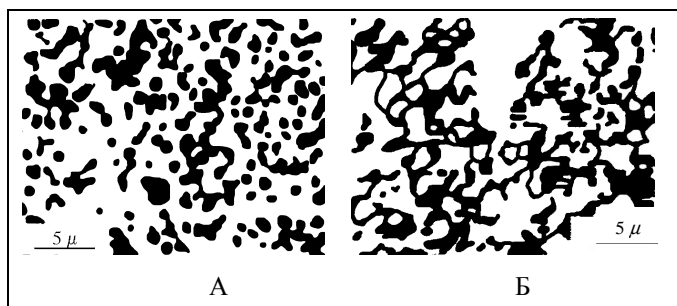


Рис. 1.

Аппроксимированные ЕВІС-изображения приведены на рис. 1. Большая часть слоя А (по оценкам на основе МФА – 70%) представляет собой единую область со слабой безызлучательной рекомбинацией (светлые области) с вкраплениями областей с интенсивной безызлучательной рекомбинацией (темные области). В слое В общая площадь области со слабой безызлучательной рекомбинацией меньше 50%, но, самое главное, она не сплошная, а разбита на более мелкие изолированные области. Кроме того, как показали

наши предыдущие исследования, в дефектных областях диффузионная длина не более 0,1 мкм, а независимость ЕВІС-изображений от величины напряжения, приложенного в обратном направлении к барьеру Шоттки, свидетельствует о том, что дефектные области заряжены. Эти факты позволяют предположить, что транспорт носителей в этих структурах осуществляется не по всей площади слоев, а только по областям с пониженной безызлучательной рекомбинацией (светлые области ЕВІС-изображений). При этом для образца В можно ожидать проявление эффектов, связанных с прыжковой проводимостью. Действительно, температурные зависимости проводимости (рис. 2) и подвижности этих образцов хорошо коррелируют с наблюдаемой картиной.

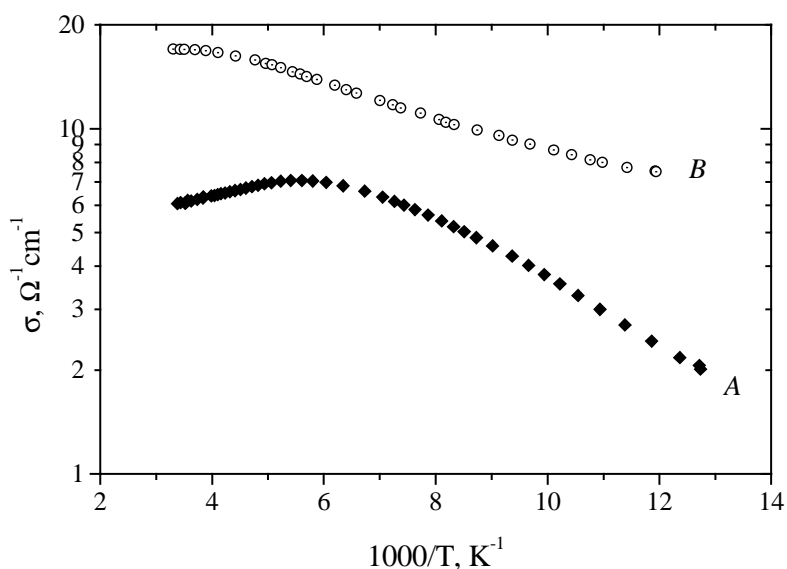


Рис. 2.

Для образца А с хорошо упорядоченной мозаичной структурой температурные зависимости имеют классический вид. В то же время, для образца В с менее упорядоченной мозаичной структурой температурная зависимость проводимости содержит компоненту, типичную для низкоразмерных структур (рис. 2В). Диффузионная длина, определенная по вышеописанной методике, для образца А составляет 0,3 мкм, а для образца В – 0,1 мкм.

Полученные результаты подтверждают ранее сделанный вывод о том, что транспорт носителей в эпитаксиальных слоях GaN, во многом, определяется степенью упорядоченности мозаичной структуры, а отдельные дислокации и их скопления оказывают незначительное влияние на этот процесс.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ *n*-GaN МЕТОДОМ НАВЕДЕННОГО ТОКА

*О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов**

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

Е.Е. Заварин, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С-Петербург

По мере расширения области применения структур на основе нитрида галлия все большее внимание уделяется исследованию свойств протяженных дефектов в этом материале. В настоящей работе приводятся результаты исследований эпитаксиальных слоев GaN, выращенных методом MOCVD, в растровом электронном микроскопе в режиме наведенного тока. Несмотря на достаточно высокое совершенство исследованных слоев (подвижность электронов достигала $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при комнатной температуре и плотность дислокаций меньше 10^9 см^{-2}), диффузионная длина неосновных носителей заряда в них не превышала 0.3 мкм. Диффузионная длина определялась из зависимости наведенного тока от энергии электронного пучка, что позволило не только более надежно определять ее среднее значение, но и оценить ее вариации в латеральном направлении. Показано, что ширина контраста одиночных дефектов в режиме наведенного тока при больших (до 35 кэВ) энергиях электронов достигает 0.2 мкм, что позволяет различать отдельные дефекты, даже если их плотность превышает 10^9 см^{-2} (Рис. 1). Такое высокое латеральное пространственное разрешение достигается за счет малой диффузионной длины, которая ограничивает глубину, с которой собираются неравновесные носители заряда. Этот вывод подтверждается как обнаруженной корреляцией между полушириной контраста одиночных дефектов и диффузионной длиной, так и моделированием контраста одиночных дислокаций в режиме наведенного тока [1,2]. Поскольку плотность рекомбинационно активных дефектов в исследованных структурах было достаточно велика, помимо исследования свойств отдельных дефектов, для обработки изображений в режиме наведенного тока использовались также методы мультифрактального анализа, позволяющие характеризовать свойства всего ансамбля дефектов.

Показано, что несмотря на достаточно высокую плотность дислокаций в исследованных структурах и повышенную скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда вблизи дислокаций, а также на очевидную корреляцию между плотностью дислокаций и диффузионной длиной, влияние дислокаций на эффективное значение диффузионной длины L_{eff} невелико и последняя в основном определяется наличием других дефектов. Количество этих дефектов, определяющих значение диффузионной длины, растет с увеличением плотности дислокаций, что может свидетельствовать о тесной связи механизмов их генерации с механизмами генерации дислокаций. Сравнение измеренного профиля контраста одиночных дислокаций с профилями, полученными моделированием, позволило оценить значение диффузионной длины в объеме между дислокациями и величину рекомбинационной мощности дислокаций, что, в свою очередь, позволяет рассчитать влияние реальных дислокаций на среднее значение диффузионной длины L_{eff} . В качестве примера таких расчетов на Рис. 2 приведена зависимость L_{eff} от плотности дислокаций для GaN с диффузионной длиной в области между дислокациями 0.3 мкм. Видно, что в таком материале дислокации заметно влияют на диффузионную длину только, когда их плотность превышает 10^8 см^{-2} .

Таким образом, в работе продемонстрированы возможности метода наведенного тока для характеристики структур на основе GaN и исследования свойств отдельных протяженных дефектов в таких материалах.

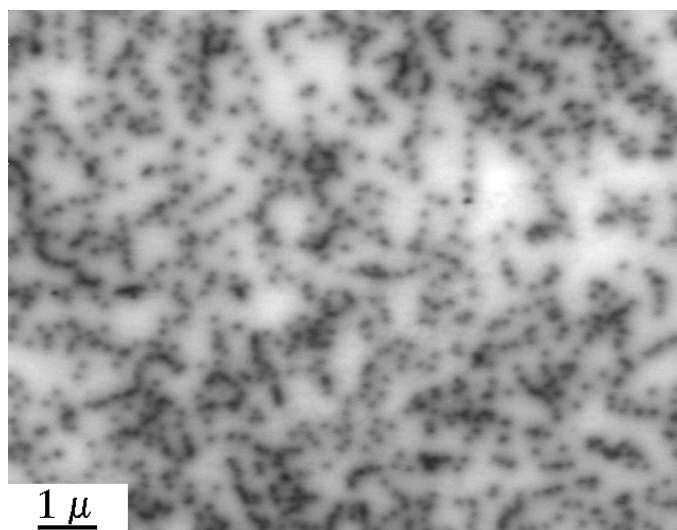


Рис. 1. Изображения структуры GaN в режиме НТ, полученное при $E_b=35$ кэВ.

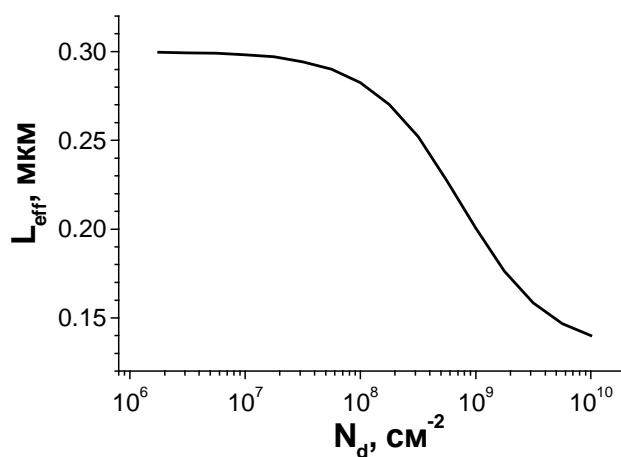


Рис. 2. Зависимость L_{eff} от плотности дислокаций в GaN с «объемной» диффузионной длиной 0.3 мкм, рассчитанная с использованием рекомбинационных параметров реальных дислокаций.

1. E. B. Yakimov, J. Phys.: Condens. Matter. **14**, 13069, 2002.
2. N.M. Shmidt, O. A. Soltanovich, A. S. Usikov, E. B. Yakimov, E. E. Zavarin. J. Phys.: Condens. Matter. **14**, 13285, 2002.

ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ ДЕФЕКТЫ С ГЛУБОКИМИ УРОВНЯМИ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN

Солтанович О.А.^{}, Якимов Е.Б.*

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН,
142432 Черноголовка Московской обл.; e-mail: solt@ipmt-hpm.ac.ru

Шмидт Н.М., Усиков А.С., Лундин В.В.

Физико-технический институт РАН им. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Политехническая, 26

Свойства приповерхностных областей эпитаксиальных слоев GaN в значительной степени определяют такие параметры транзисторов как пробойное напряжение и токи утечки. В недавних работах было показано, что аномально большие токи утечки в структурах с использованием барьеров Шоттки (например, в мощных полевых транзисторах или фотодетекторах на основе GaN [1]) могут быть объяснены локальной неоднородностью барьеров, вызванной наличием вблизи интерфейса металл-полупроводник областей с высокой концентрацией непреднамеренно введенных дефектов донорного типа [2]. Анализ вольтамперных характеристик позволил авторам предположить, что эти дефекты имеют глубокие уровни (ГУ), расположенные на 0.4-0.5 эВ ниже дна зоны проводимости.

В настоящей работе методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней исследованы спектры ГУ в эпитаксиальных слоях нитрида галлия n-типа ($d \sim 3 \mu$), выращенных методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений на сапфировой подложке. Исследовалось несколько типов слоев, отличающихся условиями роста буферного слоя: а) с концентрацией носителей $(6-8) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью при комнатной температуре $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ и б) с концентрацией носителей $(0.6-1.1) \times 10^{17}$ и подвижностью $200 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Барьерные структуры (диоды Шоттки) изготавливались термическим напылением тонкого слоя Ni/Au. Было обнаружено, что на обоих типах образцов спектры ГУ в глубине слоя и вблизи поверхности существенно различаются. Глубокие уровни, обнаруженные в «объеме» материала, характерны для такого типа образцов [3, 4] и обычно связываются с ростовыми дефектами. Наряду с этим, на образцах обоих типов наблюдался широкий пик в области 200-250 К (для «временного окна» $\sim 52 \text{ с}^{-1}$), проявляющийся исключительно в приповерхностной области. Форма пика свидетельствует о том, что он соответствует двум или более глубоким уровням. Сделанные оценки энергии активации обнаруженных ГУ хорошо согласуются с параметрами донорных дефектов, существование которых предполагалось авторами [2].

- [1] J.C. Carrano, T. Li, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, R. D. Dupuis, J. C. Campbell. Appl. Phys. Lett. **72**, 542 (1998).
- [2] H. Hasegawa, S. Oyama. J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 1647 (2002).
- [3] S.A. Goodman, F.D. Auret, F.K. Koschnick, J.-M. Spaeth, B. Beaumont, P. Gibart. Material Sci. & Engineering B **71**, 100 (2000).
- [4] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.S. Usikov, A.V. Govorkov, B.V. Pushnyi. Solid-State Electronics **42**, 1959 (1998).

БЕСКОНТАКТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ GaN И ЕГО ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

*Д.А. Андроников**

Санкт-Петербургский Государственный Университет, 199034, Санкт-Петербург,
Университетская наб., дом 7-9, dandr@da6590.spb.edu

В.П. Кочерешко

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул.
Политехническая ул., дом 26

В связи с развитием технологии получения полупроводниковых гетероструктур современными методами возникает задача их характеристики и контроля параметров. Одной из важнейших задач характеристики является контроль концентрации примесей. Это становится наиболее актуальным, если в процессе роста имеет место неконтролируемое легирование структуры. Такая ситуация встречается, например, при росте нитрида галлия и гетероструктур на его основе.

Целью нашей работы являлась разработка бесконтактного оптического метода концентрации примесей в эпитаксиальных слоях полупроводников на основе GaN и его твердых растворов. Преимущество оптических методов изучения структур заключается в том, что такие методы не требуют какой-либо модификации образца или разрушения его в процессе исследования, как это может произойти при применении контактных методов. В связи с этим применение бесконтактного метода позволяет повысить точность и достоверность получаемых результатов.

В процессе проведения работы исследовались образцы нитрида галлия, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из сапфира с толщиной слоя изучаемого материала 1 μm . Исследования проводились при гелиевых температурах. Снимались спектры отражения и фотолюминесценции кристаллов. В ряде случаев наблюдались отклонения от нормального хода контура отражения, которые заключались в следующем: в области экситонных резонансов вместо предполагаемого роста значения коэффициента отражения с последующим его убыванием наблюдалась обратное явление, то есть с увеличением энергии значение коэффициента отражения вначале убывало, а затем возрастало.

Для объяснения полученных результатов была предложена следующая физическая модель. Вблизи поверхности полупроводника возникает приповерхностное поле направленное вглубь объема. Это приповерхностное поле создается ионизированными примесями в объеме полупроводника из-за того, что уровень Ферми в объеме определяется примесями, а уровень Ферми на поверхности привязан к поверхностным состояниям. Это поле спадает вглубь объема полупроводника на расстояниях определяемых концентрацией ионизированных примесей. Величина поля на поверхности определяется положением поверхностных состояний относительно дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Спад электрического поля $F(z)$ и потенциала $\varphi(z)$ в приповерхностной области определяется следующими формулами:

$$F(z) = \frac{4\pi e}{\epsilon} (N^+ - N^-)(z - w); F(0) = F_s, F(z > w) = 0$$

$$\varphi(z) = -\frac{2\pi e}{\epsilon} (N^+ - N^-)(z - w)^2,$$

здесь N^+-N^- - концентрация ионизированных примесей, w - глубина проникновения поверхностного заряда, F_s - величина поля на поверхности образца.

Для измерения величины и радиуса спада приповерхностного поля можно воспользоваться методом экситонной спектроскопии. Форма контура отражения вблизи экситонного резонанса в слоях полупроводника чрезвычайно чувствительна к характеру приповерхностного электрического поля. Это связано с тем, что параметры экситона в объеме, на большом расстоянии от поверхности, и непосредственно вблизи поверхности в области электрического поля сильно отличаются.

Отражение света от неоднородной среды можно рассматривать как отражение от тонких однородных слоев с разными параметрами экситона в каждом слое и интерференцией света отраженного разными слоями. Такой способ рассмотрения неоднородности называется методом многослойной аппроксимации. Метод многослойной аппроксимации неоднородности заключается в том, что неоднородный слой разбивается на тонкие элементарные слои z_i-z_{i-1} [1]. Тогда потенциал, создаваемый приповерхностным слоем учитывается следующим образом: вводится зависимость резонансной частоты ω_0 и затухания Γ от номера элементарного слоя, а соответственно и от координаты z . Внутри же каждого элементарного слоя эти параметры считаются постоянными. Задача сводится к постановке системы граничных условий на границах каждого элементарного слоя, в

пределах которого возмущающий приповерхностный потенциал $V(z)$ считается постоянным.

Пользуясь этим методом, мы промоделировали форму контура экситонного отражения света в области энергий, близких к резонансу. Было достигнуто неплохое совпадение кривых особенно в области энергий от 3.46 до 3.48 eV, где

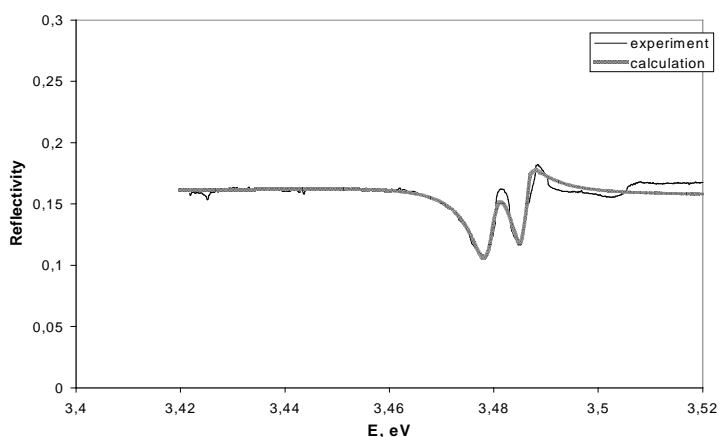


Рис. 1. Сопоставление экспериментального и расчетного спектров

наблюдается аномальное убывание коэффициента отражения света. Экспериментальный и расчетный спектры сопоставлены на Рис.1. В результате было получено следующее значение концентрации примесей в образце: $2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Этот результат для GaN говорит о том, что исследуемый образец является достаточно чистым, учитывая особенности выращивания кристаллов данного типа.

1. Киселев В. А., Новиков В. Б., Чердниченко А. Е. Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников. Л., (1987).

РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ОКСИДИРОВАННОМ КРЕМНИИ.

Е.В.Коненкова, Ю.В.Жиляев

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия
lena@triat.ioffe.rssi.ru

В.А.Федурко

Московский Государственный Технологический Университет "Станкин", Москва, Россия

D.R.T.Zahn

Institut für Physik, TU Chemnitz, D-09107, Chemnitz, Germany

В докладе представлены результаты исследования нанокристаллов GaN и free-standing GaN (FS-GaN) слоев, выращенных методом HVPE на оксидированном кремнии.

Гетероэпитаксия нанокристаллов GaN осуществлялась на предварительно окисленных подложках кремния диаметром 50мм, которые вращались потоком водорода с частотой 1 Гц. Соотношение потоков было $H_2/NH_3=2:1$, температура эпитаксии $T=520^{\circ}C$ (для нанокристаллов GaN) и $T=970^{\circ}C$ (для FS-GaN слоев толщиной 360 мкм). Время нахождения подложки SiO_2/Si в зоне роста этих нанокристаллов было разным и составляло 10, 25, 50, 100, 200 мин. Слои FS-GaN отжигались в течение 4 часов при температуре $1010^{\circ}C$ в потоке аммиака. Морфология и структура GaN слоев изучалась с помощью атомно-силовой микроскопии и рамановской спектроскопии.

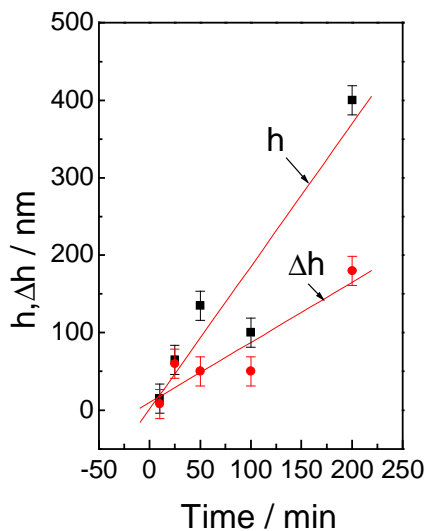


Рис.1.

200 мин. (b, d, f). Показано, что пики $E_2(\text{high})$ и $A_1(\text{LO})$ проявляются, когда средний размер нанокристаллов превышает 400 нм (Рис.2b).

Для FS-GaN слоев были обнаружены пики $E_2(\text{high})=567,3 \text{ см}^{-1}$ и $E_1(\text{TO})=558,3 \text{ см}^{-1}$, причем высокотемпературный отжиг этих слоев приводит к увеличению интенсивности этих пиков при измерении со стороны растущего слоя. Следует отметить, что отжиг не меняет величину интенсивности пиков при измерении со стороны удаленной подложки.

Эти результаты показывают, что низкотемпературная HVPE может быть успешно применена как для создания нанокристаллов GaN, так и для FS-GaN слоев на подложке оксидированного кремния.

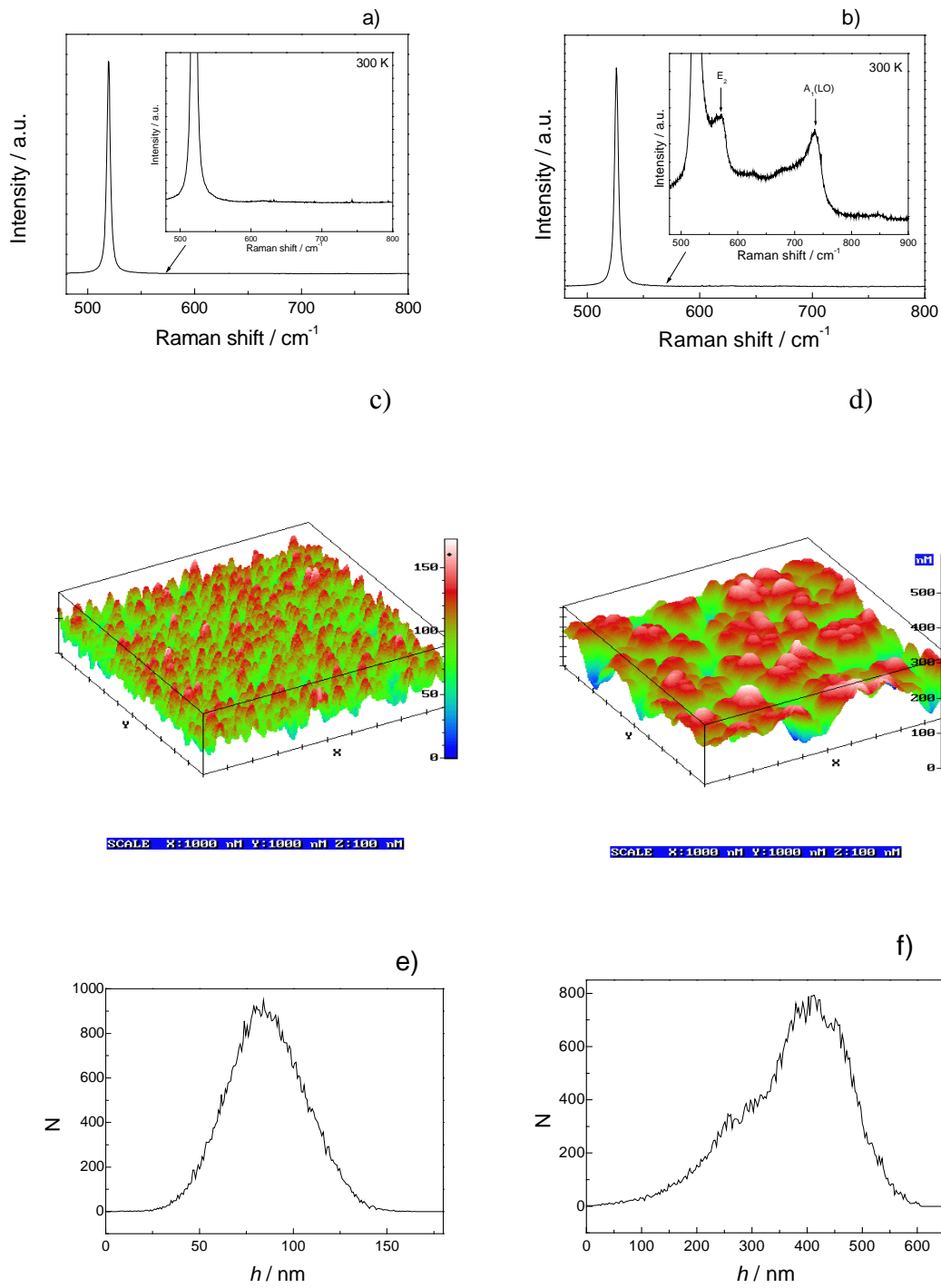


Рис. 2.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ИОНОВ Eu КРИСТАЛЛАХ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Eu .

Кожанова Ю.В.

С-ПБТУ, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая, 19

Криволапчук В.В., Мездрогина М.М., Жиляев Ю.В., Родин С.В.

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

Объемные кристаллы GaN были получены методом газофазного хлоридного эпитаксиального роста (HVPE). Легирование редкоземельным металлом- Eu производилось с помощью метода диффузии, пленки наносились термическим напылением и высокочастотным распылением мишени Eu, после чего производили высокотемпературный отжиг в атмосфере аммиака. Исходные кристаллы имели различные концентрации и типы дефектов. На основании исследований изменения спектров фотолюминесценции в объемных кристаллах GaN, легированных Eu, показано, что в зависимости от суммарной концентрации дефектов в исходной полупроводниковой матрице легирующая примесь может находиться в кристалле в различном зарядовом состоянии. В кристаллах с наименьшей концентрацией мелких уровней реализуется лишь одно зарядовое состояние иона - Eu^{3+} . При увеличении концентрации мелких уровней Eu может существовать в двух зарядовых состояниях Eu^{2+} и Eu^{3+} . Обнаружен эффект геттерирования дефектов исходной матрицы GaN редкоземельной примесью.

Информация о дефектах получена методом низкотемпературной фотолюминесценции. При анализе спектров ФЛ основное внимание уделяется интенсивности линии близкраевой фотолюминесценции (БКФЛ) и ее полуширине - (FWHM). Эта линия имеет неоднородный характер уширения. Неоднородное уширение возникает вследствие того, что длины волн излучения, отвечающих излучательной рекомбинации носителей, локализованных на разных мелких центрах несколько различны. Причиной этого различия является дисперсия энергии термоактивации мелких доноров - E_{LT} . В свою очередь, причина дисперсии E_{LT} кроется в различных значениях локального потенциала - V_{loc} в местах расположения мелких примесей. Это означает, что разнообразные дефекты, близко расположенные к мелким центрам несколько различны. Причиной этого различия является дисперсия энергии термоактивации мелких доноров - E_{LT} . В свою очередь, причина дисперсии E_{LT} кроется в различных значениях локального потенциала - V_{loc} в местах расположения мелких примесей. Это означает, что разнообразные дефекты, близко расположенные к мелким примесям, изменяют величину внутрикристаллического поля и, тем самым, оказывают влияние на длину волны излучения. Поэтому существенное различие FWHM линии БКФЛ в исходных образцах определяется разной концентрацией разнообразных дефектов в этих образцах. Интенсивность излучения линии БКФЛ и FWHM зависит от концентрации излучательных и безызлучательных состояний и транспорта носителей к ним, определяемых, в свою очередь, хвостами плотности состояний в запрещенной зоне и положением уровня протекания. Отсюда следует, что при одинаковых условиях эксперимента образцы с разной интенсивностью ФЛ отличаются, прежде всего, концентрацией дефектов. Эти дефекты порождают как глубокие уровни (существенно уменьшающие время жизни свободных носителей), так и флуктуации плотности зонных состояний. Методом Мессбауэровской спектроскопии на изотопе Eu 151 определены зарядовые состояния примесных ионов Eu в кристаллах GaN, легированных Eu. Показано, что в зависимости от концентрации и типов дефектов в исходной полупроводниковой матрице GaN величина соотношения между Eu^{2+} и Eu^{3+} меняется

В спектрах фотолюминесценции, измеренных на тех же кристаллах наблюдаются линии излучения, характерные для различных зарядовых состояний примесного атома.

СПЕКТРЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ GaN ЛЕГИРОВАННЫХ Er.

Жилев Ю.В., Криволапчук В.В., Лундин В.В., Мездрогина М.М., Шмидт Н.М.*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия Санкт-Петербург,
Политехническая 26 *vlad.krivol@mail.ioffe.ru

Целью данной работы является исследование излучения в ИК области (1.54 мкм) кристаллов GaN<Er>, при различном соотношении интенсивностей ближкравой (БК) и донорно-акцепторной (Д-А) фотолюминесценции (ФЛ), для образцов полученных методами MOCVD и HVPE т.е. при различных типах и концентрации дефектов в исходных нелегированных кристаллах. Есть основания полагать, что при увеличении концентрации мелких акцепторов – наличии интенсивной Д-А ФЛ (ультрафиолетовая область –380 нм) и при излучении в инфракрасной области спектра - на 1,54 мкм материал является перспективным для записи и считывания информации в двух различных областях спектра.

Эрбий был введен методом диффузии. Пленка эрбия наносилась термическим напылением на поверхность кристаллов, после чего следовал отжиг в азотосодержащей атмосфере при температуре ($T=1000$ С) т.е. несколько меньшей температуры роста кристалла. Исходные кристаллы были получены методами MOCVD и HVPE, и отличались как соотношением интенсивностей БКФЛ и Д-А ФЛ, так и размерами неоднородностей микроструктуры согласно результатов исследований морфологии поверхности. Концентрация легирующего компонента (Er) во всех исследуемых кристаллах была одинаковой.

На основании измерений спектров фотолюминесценции, изменений морфологии поверхности (размеров кристаллитов) в кристаллах GaN при наличии в спектрах фотолюминесценции донорно-акцепторной полосы показано, что при легировании Er, введенного в кристаллы с помощью диффузии концентрация мелких акцепторов может как увеличиваться, (увеличивается интенсивность излучения донорно-акцепторной полосы – Д-А ФЛ) при $E= 3,25$ и $E= 3,17$ eV, так и уменьшаться в зависимости от концентрации поверхностных состояний (размеров кристаллитов в исходном кристалле). Сделано предположение об изменении зарядового состояния дефектов, концентрация которых определяется концентрацией поверхностных состояний. Показано, что при увеличении концентрации мелких акцепторов – наличии интенсивной Д-А ФЛ (ультрафиолетовая область –380 нм) и при излучении в инфракрасной области спектра - на 1,54 мкм материал является перспективным для записи и считывания информации в двух различных областях спектра.

В длинноволновой области спектра - 1,54 мкм наблюдается ФЛ лишь в кристаллах, где отсутствовала полоса Д-А ФЛ. Для увеличения интенсивности излучения на 1,54 мкм при легировании Er необходимо образование дополнительных уровней для активации ионов эрбия, возникающих вероятно в результате взаимодействия примесей с дефектами структуры исходного кристалла. Наличие Д-А ФЛ в исходном кристалле не обеспечивает появления таких уровней и линия 1,54 мкм в таких кристаллах в результате легирования Er не появляется. Интенсивность линии излучения с длиной волны 1.54 мкм в кристаллах GaN<Er> полученных методом MOCVD больше, чем в кристаллах, полученных методом HVPE.

СПЕКТРЫ И КИНЕТИКА СПАДА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ GaN, ЛЕГИРОВАННЫХ Sm.

*Криволапчук В.В.**, *Лундин В.В.*, *Мездрогина М.М.**, *Жиляев Ю.В.*, *Шмидт Н.М.*

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

Несмотря на успехи, достигнутые в технологии роста кристаллов GaN на настоящее время, они все еще имеют достаточно высокую концентрацию дефектов, чтобы в полной мере их можно было бы использовать как реальный полупроводниковый материал. Одним из методов совершенствования параметров кристаллов является широко используемый в полупроводниковой технологии метод геттерирования, позволяющий существенно снизить концентрацию дефектов в исходных кристаллах. Эффект геттерирования был обнаружен авторами данной работы при введении Eu в кристаллы GaN. Было показано, что в зависимости от концентрации и типа дефектов в исходной полупроводниковой матрице примесный ион Eu может находиться в разных зарядовых состояниях- (2+ и 3+) (эффекта геттерирования не наблюдается) или только 3+, когда наблюдается эффект геттерирования. В случае легирования Er было показано, что эффект геттерирования не проявляется при определенном соотношении интенсивностей ближней фотолюминесценции- БКФЛ (3,46 эВ, 358 нм) и донорно-акцепторной- Д-АФЛ (3,25 и 3,17 эВ – 380 и 387 нм). В данной работе исходные кристаллы были легированы Sm, который был выбран вследствие наличия у него ионов в двух различных зарядовых состояниях- 2+ и 3+, т.е. так же, как и у Eu. Для Sm характерны линии излучения в ИК-области спектра, что существенно может расширить область применения кристаллов GaN.

Целью данной работы является исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ), кинетики ее спада, влияние интенсивности возбуждения на величину интенсивности ФЛ кристаллов GaN, легированных Sm.

В качестве исходных кристаллов были выбраны кристаллы GaN полученные методами MOCVD, HVPE.

Для введения Sm в GaN использовали метод диффузии. Люминесценция возбуждалась импульсным азотным лазером ($\lambda=3371$ А). Регистрация спектров ФЛ осуществлялась методом коррелированного счета фотонов с использованием двойного дифракционного спектрометра СДЛ-2. Спектральные измерения проводились при одинаковых условиях, т.е. угол падения луча, температура измерений поддерживались постоянными как для всех кристаллов. Измерены спектры легированного и нелегированного кристаллов, полученных методами HVPE и MOCVD. Основными величинами, характеризующими концентрацию дефектов, являются величины интенсивности (I_{PL}) излучения в коротковолновой области – в области излучения экситона, связанного на нейтральном доноре - 3,46 эВ (358 нм) - ближняя фотолюминесценция - БКФЛ, и ширина на полувысоте этой линии – FWHM. Для нелегированного образца, полученного методом HVPE, FWHM равнялась 7-8 мэВ, отчетливо наблюдается линия БКФЛ - 3,46эВ. Донорно-акцепторная полоса (Д-А ФЛ) для данных кристаллов отсутствовала.

Для легированного кристалла спектр неоднородно уширен, величина FWHM увеличилась до 27,1 мэВ положение максимума 3,46эВ (358 нм). Появляется широкая полоса с максимумами 3,25 и 3,17 эВ- донорно-акцепторная полоса Д-АФЛ, интенсивность которой сопоставима с интенсивностью БКФЛ.

Исследованы зависимости интенсивности излучения и положения максимума легированного кристалла при изменении интенсивности возбуждения. Наблюдается как уменьшение отношения интенсивности Д-АФЛ к БКФЛ, так и величины FWHM.

У кристаллов, полученных методом МOCVD (нелегированных и легированных) величина FWHM больше, чем у кристаллов, полученных методом HVPE (16,7 мэВ), но интенсивность БКФЛ- I (358 nm) существенно больше – примерно на порядок. Легирование не приводит к существенному изменению видов спектров БКФЛ, незначительно уменьшается интенсивность, но Д-АФЛ не появляется. При варьировании времени задержки спектров как на легированных, так и нелегированных кристаллах величина FWHM не меняется, в отличие от кристаллов, полученных методом HVPE. Основным отличием кристаллов, полученных разными методами является наличие излучения, характерного для Sm^{2+} для кристаллов, полученных методом МOCVD и ее отсутствие для кристаллов, полученных HVPE. Как было показано нами в случае легирования Er наблюдается также отсутствие излучения в ИК-диапазоне спектра в том случае, когда имеет место Д-АФЛ. В случае легирования Eu подобного эффекта не наблюдается – несмотря на присутствие Д-АФЛ имеет место наличие линии излучения в длинноволновой (663nm) области спектра. Таким образом на основании исследования кинетики спада ФЛ, варьирования интенсивности возбуждения показано, что кристаллы, обладающие Д-АФЛ в случае легирования Er,Sm не имеют линий излучения в ИК-области спектра.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er СВЕРХРЕШЕТКАХ AlGaN/GaN И МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЯХ GaN

*Н.А.Соболев**, *А.М.Емельянов*, *Е.И.Шек*, *А.И.Бесюлькин*, *Е.Е.Заварин*, *В.В.Лундин*,
А.С.Усиков, *Н.М.Шмидт*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, 194021 Россия

*nick@sobolev.ioffe.rssi.ru

М.И.Маковийчук, *Е.О.Паршин*

Институт микроэлектроники и информатики, Ярославль, 150007 Россия

Основное достоинство светоизлучающих структур на основе полупроводников, легированных редкоземельными (РЗ) элементами, заключается в узкой линии люминесценции и независимости длины волны излучения от температуры. Недавно Г.Г.Зегрей и В.Ф.Мастеровым было теоретически предсказано, что на гетерогранице можно ожидать существенного увеличения эффективности возбуждения люминесценции РЗ ионов по сравнению с объемным полупроводником [1,2]. Цель настоящей работы заключалась в исследовании фотолюминесценции (ФЛ) в сверхрешетках AlGaN/GaN и монокристаллических слоях GaN, имплантированных ионами Er и отожженных при одинаковых условиях.

Сверхрешетки Al_{0,26}Ga_{0,74}N/GaN (толщина слоев 5 нм, 148 периодов) и монокристаллические слои GaN толщиной 3 мкм были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировых подложках в одинаковых условиях [3]. Концентрация электрически активных центров, измеренная ртутным зондом, в обоих типах структур составляла $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Ионы эрбия с энергией $E=1 \text{ мэВ}$ и дозой $D=1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ имплантировались при комнатной температуре. Отжиги проводились в диапазоне температур 700-1100 °С в потоке аргона. Для регистрации возбуждаемой излучением галогенной лампы ФЛ в диапазоне 1 – 1.6 мкм использовались монохроматор МДР-23 и InGaAs фотоприемник, работающий при комнатной температуре.

В спектрах ФЛ при 80-300 К в обоих типах образцов кроме пика с максимумом на длине волны $\lambda \cong 1.54 \text{ мкм}$, обусловленного излучательными переходами из первого возбужденного состояния ионов $\text{Er}^{3+} \text{ } ^4\text{I}_{13/2}$ в основное состояние $^4\text{I}_{15/2}$, в исследованной области длин волн наблюдается широкая полоса дефектной ФЛ в области длин волн 1...1.4 мкм. Обнаружено изменение положения максимума ФЛ эрбиевого пика с изменением температуры измерения, что, по нашему мнению, обусловлено наличием в легированных Er слоях не одного, а, по крайней мере, двух типов центров с различной температурной зависимостью интенсивности ФЛ. Широкая полоса дефектной ФЛ ранее наблюдалась после высокотемпературного отжига в монокристаллическом GaN, легированном методом ионной имплантации не только эрбием, но и другими РЗ элементами [4].

Исследованы температурные зависимости интенсивности эрбиевой и дефектной ФЛ в максимуме распределения по длинам волн. Практически одинаковое температурное гашение интенсивности эрбиевой ФЛ наблюдалось в сверхрешетках и монокристаллических слоях, отожженных при одинаковых условиях. Уменьшение интенсивности дефектной ФЛ в диапазоне температур 80-300 К в несколько раз сильнее, чем эрбиевой.

Измерены при 300 К зависимости интенсивности эрбиевой (на $\lambda=1,544 \text{ мкм}$) и дефектной ФЛ в максимуме распределения по длинам волн от температуры отжига для образца, содержащего сверхрешетку, и монокристаллического GaN. Интенсивность эрбиевой ФЛ в сверхрешетке выше, чем в монокристаллическом GaN при температурах отжига $1100 \text{ }^\circ\text{C} \geq T \geq 800 \text{ }^\circ\text{C}$. Максимальная интенсивность в обоих случаях достигается при $T=1000 \text{ }^\circ\text{C}$. При этом интенсивность ФЛ ионов эрбия в сверхрешетке выше в ~ 2.5 раза. При

увеличении температуры отжига до 1100 °С интенсивность эрбиевой ФЛ в монокристаллическом GaN практически не изменилась, а в сверхрешетке существенно уменьшилась. Значительная интенсивность дефектной ФЛ наблюдалась только при $T \geq 900$ °С. Отметим, что в монокристаллическом GaN интенсивность дефектной ФЛ при увеличении температуры отжига от 1000 до 1100 °С значительно увеличилась, а для сверхрешетки изменилась незначительно. Это позволяет предположить, что уменьшение интенсивности ФЛ ионов эрбия и незначительный рост дефектной ФЛ в сверхрешетке при $T=1100$ °С обусловлены образованием рекомбинационных центров, не излучающих в исследованной области длин волн.

Наряду с отмеченными особенностями спектров ФЛ наблюдается изменение концентрации носителей заряда в имплантированных ионами эрбия и отожженных слоях GaN и сверхрешетках AlGaIn/GaN. После имплантации эрбия образуется компенсированная область практически на всю толщину имплантированных слоев GaN и сверхрешеток AlGaIn/GaN. При этом концентрация носителей падает с 10^{18} см⁻³ до 10^{13} см⁻³ и ниже. После отжига, начиная с температуры 700 °С наблюдается увеличение концентрации до 10^{15} см⁻³.

В заключение отметим, что в результате исследования влияния условий постимплантационного отжига на ФЛ наблюдался эффект увеличения интенсивности излучения ионов Er на длине волны 1.54 мкм в 2.5 раза в сверхрешетке (AlGaIn/GaN):Er по сравнению с монокристаллическим GaN:Er.

Работа частично поддержана Президиумом РАН (Комплексная программа научных исследований Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры»).

Список литературы.

1. Zegrya G.G., Masterov V.F. // Appl. Phys. Lett. **73**, 3444 (1998).
2. Polkovnikov A., Zegrya G. // Phys.Rev.B. **64**, No.7, 1 (2001).
3. Krestnikov I.L., Lundin W.V., Sakharov A.V., Semenov V.A., Usikov A.S., Tsatsul'nikov A.F., Alferov Zh.I. // Appl. Phys. Lett. **75**, 1192 (1999).
4. Давыдов В.Ю., Лундин В.В., Смирнов А.Н., Соболев Н.А., Усиков А.С., Емельянов А.М., Паршин Е.О., Маковийчук М.И. // ФТП. **33**, 3 (1999).

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НИТРИДОВ ГРУППЫ A^3B^5

В.В.Соболев, **М.А.Стерхова***

Удмуртский государственный университет 426034, г.Ижевск, ул. Университетская 1
sobolev@uni.udm.ru

Решена одна из фундаментальных задач спектроскопии нитридов бора, алюминия, галлия, индия в широкой области энергии собственного поглощения: впервые получены спектры полных комплексов оптических функций – по одному для w -AlN (4-40 эВ), w -InN (2-120 эВ) и c -BN (5-20 эВ), два для c -GaN (3-18 эВ), по пять для w -GaN (3-30 эВ) и h -BN (0.1-10 эВ, 5-30 эВ). Спектры рассчитаны на основе экспериментальных спектров $R(E)$, ϵ_2 , ϵ_1 или $-\text{Im } \epsilon^{-1}$ [1-5] с помощью специальных программ, использующих соотношения Крамерса-Кронига [6]. Установлены основные особенности и параметры (энергии максимумов, интенсивности) спектров отдельных функций полных комплексов (диэлектрической проницаемости, характеристических потерь электронов, коэффициента поглощения и др.), их зависимости от природы катиона и симметрии кристаллической решетки. Энергии объемных и поверхностных плазмонов хорошо согласуются с данными немногих экспериментальных работ.

Кроме того, на основе известных теоретических спектров ϵ_2 [7-11] для всех нитридов рассчитаны полные комплексы теоретических оптических функций. Эти теоретические спектры сопоставлены с экспериментальными и полученные нами данными (рис. 1, 2). Установлены большое сходство между ними для одних теоретических расчетов и существенное расхождение с другими теоретическими результатами.

На основе известных теоретических расчетов зон определены энергии наиболее интенсивных возможных прямых междузонных переходов в точках основных направлений зоны Бриллюэна. Предложены схемы конкретного происхождения всех максимумов спектров диэлектрической проницаемости всех нитридов в широкой области энергии собственного поглощения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Конкурсного Центра фундаментального естествознания (Санкт-Петербургский госуниверситет).

1. N. Miyata, K. Moriki, O. Mishima. Phys. Rev. B, **40**, 17, 12028 (1989).
2. T. Wethkamp, K. Wilmers, C. Cober, W. Richter, N. Esser, O. Ambacher, M. Cardona. BESSY, 228 (1997).
3. Q. Guo, O. Kato, M. Fjjsawa, A. Yoshida. Solid State Commun., **83**, 9, 721 (1992).
4. C. Tarrio, S. E. Schnatterly. Phys. Rev. B, **40**, 11, 7852 (1989).
5. S. Logothetidis, J. Petalas, M. Cordona, T.D. Moustakas. Phys. Rev. B, **50**, 24, 18017 (1994).
6. В.В. Соболев, В.В. Немошкаленко. Методы вычислительной физики в теории твердого тела. Наукова думка, Киев. (1988) 424 с.
7. S. Loughin, R.H. French, W.Y. Ching, Y.N. Xu. Appl. Phys. Lett., **63**, 9, 1182 (1993).
8. N.E. Christensen, I. Gorczyca. Phys. Rev. B, **50**, 7, 4397 (1994).
9. W.R. Lambrecht, B. Segall, J. Rife, W.R. Hunter, D.K. Wickenden. Phys. Rev. B, **51**, 19, 13516 (1995).
10. L.X. Benedict, E.L. Shirley. Phys. Rev. B, **59**, 8, 5441 (1999).
11. G. Cappellini, G. Satta, M. Palummo, G. Onida. Phys. Rev. B, **64**, 3, 035104-1 (2001).

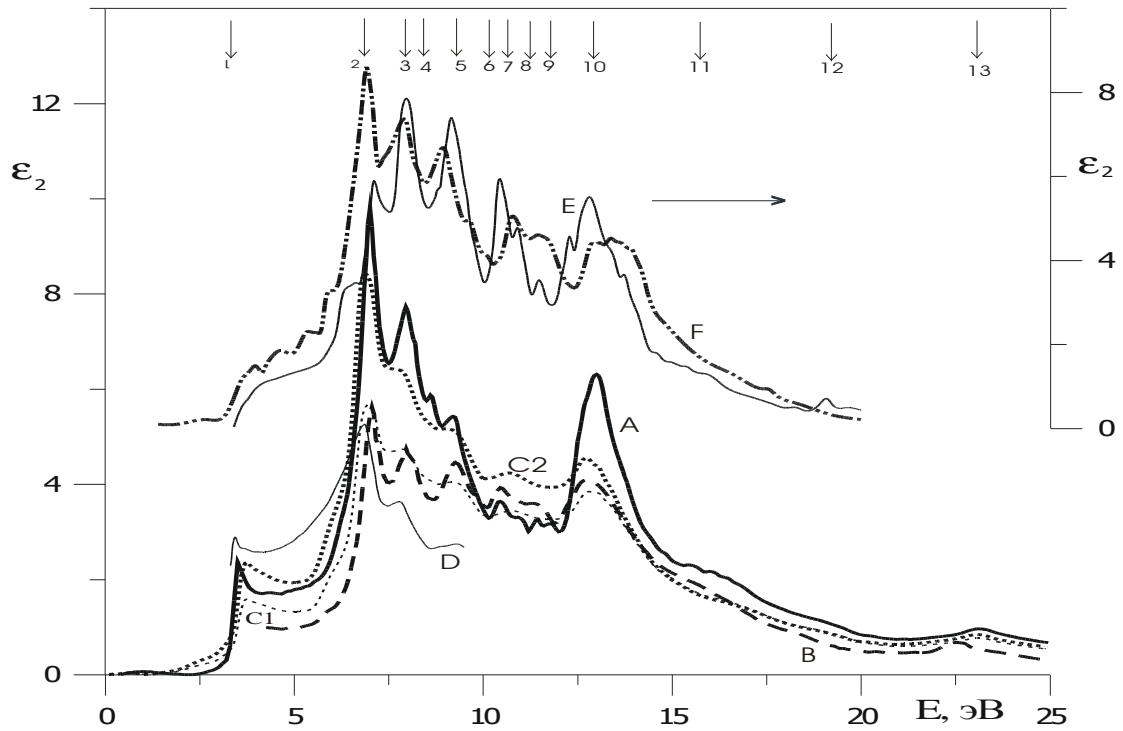


Рис 1. Экспериментально-расчетные (A, B, C1, C2), экспериментальный (D) и теоретические (E, F) спектры ϵ_2 w-GaN. Стрелками с цифрами обозначены основные максимумы экспериментально-расчетных спектров.

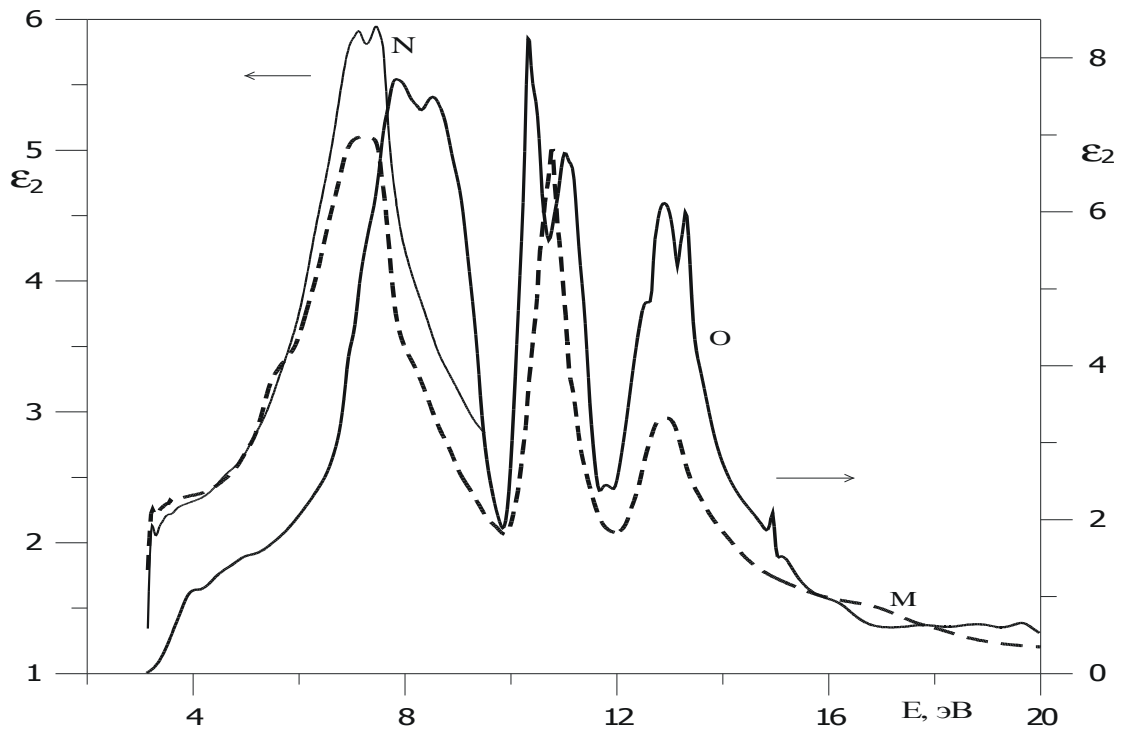


Рис. 2. Экспериментальные (M и N) и теоретический (O) спектры ϵ_2 c-GaN

ЭНЕРГИИ, ВЕРОЯТНОСТИ И ПРИРОДА ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ПЕРЕХОДОВ НИТРИДОВ ГРУППЫ A^3B^5

В.В.Соболев, М.А.Стерхова*

Удмуртский государственный университет 426034, г.Ижевск, ул. Университетская 1
sobolev@uni.udm.ru

В результате анализа полных комплексов оптических функций шести нитридов группы A^3B^5 установлены наиболее совершенные экспериментальные и расчетные интегральные спектры диэлектрической проницаемости ϵ_2 и объемных характеристических потерь электронов $-\text{Im } \epsilon^{-1}$. Методом объединенных диаграмм Арганда эти спектры разложены на симметричные невзаимодействующие лоренцевские осцилляторы: 25 и 17 (w-AlN), 27 и 25 (w-GaN), 25 и 21 (w-InN), 11 и 13 (c-BN), 20 и 23 (c-GaN), соответственно. Для каждой компоненты определены её параметры: энергия E_i , полуширина H_i , высота I_i , площадь S_i , сила осциллятора f_i . При разложении спектров $-\text{Im } \epsilon^{-1}$ для каждого кристалла выделена полоса, обусловленная плазменными колебаниями.

Установлено, что в спектрах $-\text{Im } \epsilon^{-1}$ проявляется большинство аналогов полос спектров ϵ_2 . Определены энергии продольно-поперечных расщеплений переходов: 0.1 – 0.6 (w-InN, GaN, AlN), 0.3 – 1.2 (c-BN, c-GaN), 0 – 0.3 ($E \perp c$), 0.3 – 0.4 эВ ($E \parallel c$) (h-BN). Интенсивности большинства поперечных компонент ($E=0-30$ эВ) превосходят интенсивности продольных компонент в 1.5-100 раз, т.е. вероятность возбуждения поперечных компонент значительно больше вероятности возбуждения их продольных аналогов.

В результате анализа разложений спектров ϵ_2 пяти кристаллов, имеющих сфалеритную (c-GaN, c-BN) и вюрцитную (w-AlN, w-GaN, w-InN) структуру установлено, что 11 компонент-аналогов в интервале энергии 1-20 эВ проявляются в спектрах этих кристаллов примерно с одинаковой интенсивностью, но со смещением полос в сторону меньших энергий на 0.9-2.2 (для w-GaN относительно w-AlN), 1.3-2.5 (для w-InN относительно w-GaN), 1.3- 2 эВ (для c-GaN относительно c-BN) (таблица 1). Это обусловлено близкой электронной структурой верхних валентных зон и нижних зон проводимости этих кристаллов.

Определены возможные энергии осцилляторов для неисследованных кубических кристаллов AlN и InN. Энергии возможных аналогов компонент разложения кристаллов кубической и гексагональной модификаций имеют сходную зависимость от параметра решетки c , которая имеет линейный характер с изломом при переходе от AlN к GaN.

На основе комбинированного анализа теоретических зон и спектров ϵ_2 [1-9] оценены энергии интенсивных междузонных переходов и их локализация в зоне Бриллюэна. Предложена вероятная природа установленных нами поперечных компонент разложения экспериментально-расчетных спектров ϵ_2 . При этом установлено, что самые интенсивные осцилляторы в каждом разложении имеют близкую природу по данным теоретических работ [1-9] (таблица 1). При энергиях $E < 20$ эВ преобладающими являются переходы вдоль направлений КГ и ГМ, в точках Г, М, L, К.

Работа выполнена при финансовой поддержке Конкурсного Центра фундаментального естествознания (Санкт-Петербургский госуниверситет).

Таблица 1. Энергии компонент (эВ) разложения спектров ϵ_2 нитридов группы A^3B^5

| | c - BN | w - AlN | c - AlN | w - GaN | c - GaN | w - InN | c - InN | Природа компонент |
|--|--------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|-------------------|
| | | | | 3.55 | | 2.47 | | |
| | | | | 4.2 | 3.56 | 2.9 | 2.25 | |
| | 6.7 | | 6.5 | 5.2 | 4.11 | 3.65 | 2.8 | |
| | 7.4 | | 6.9 | | 4.7 | | 3.3 | Г, А |
| | 8.15 | 8.75 | 7.6 | 6.4 | 5.55 | 4.87 | 4 | LM, ГМ |
| | 9.3 | 9.1 | 8.9 | 6.99 | 6.85 | 5.45 | 5.3 | |
| | 10.8 | 9.91 | 10.1 | 8 | 7.46 | 6.25 | 5.8 | Г, ГМ, L |
| | 11.55 | 10.54 | 11.1 | 8.65 | 8.6 | 6.9 | 6.8 | L, ГМ, AL |
| | | 11.0 | | 9.25 | | 7.4 | | ГМ, М, К |
| | | 11.5 | | 9.85 | | 7.9 | | М, ГМ |
| | 12.7 | 12.61 | 11.8 | 11.05 | 9.29 | 9.35 | 7.5 | |
| | 13.7 | | 12.9 | | 10.72 | 10 | 8.8 | |
| | | | 13.8 | | 11.39 | | | К, КГ, L |
| | 15.3 | 14.3 | 14.1 | 13 | 12.93 | 11.05 | 11.0 | ГМ, КГ |
| | 17 | | 15.6 | | | | 11.8 | ГМ, КГ, ГА |
| | | 16.06 | | 14.7 | | 12.35 | | Г, ГМ, М |
| | 18.15 | 17.49 | 16.8 | 16.1 | 15.4 | 13.85 | 13.2 | ГМ |
| | 19.4 | 18.85 | 18.1 | 17.75 | 16.65 | 15.2 | 14 | |
| | | 19.93 | | 19.25 | 17.79 | 16.8 | | |
| | | 21.4 | | 21.05 | | 18.8 | | |

1. S. Loughin, R.H. French, W.Y. Ching, Y.N. Xu, G.A Slack. Appl.Phys.Lett., **63**, 9, 1182 (1993).
2. C.P. Foley, T. L. Tansley. Phys. Rev. B, **33**, 2, 1430 (1986).
3. A. Rubio, J.L. Gorkill. Phys. Rev. B, **48**, 16, 11810 (1993).
4. S.-H. Jhi, J. Ihm. Phys.Stat.Sol.(b), **191**, 387 (1995).
5. N.E. Christensen, I. Gorczyca. Phys. Rev. B, **50**, 7, 4397 (1994).
6. А.П. Дмитриев, Н.В. Евлахов, А.С. Фурман. ФТП, **30**, 1, 106 (1996).
7. W.R.L. Lambrecht, K. Kim, S.N. Rashkeev, B. Segall. MRS Proc., **395**, 456 (1996).
8. C. Stampfl, C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **59**, 8, 5521 (1999).
9. C. Persson, R. Ahuja, A. F. da Silva, B. Johansson. J.Phys.: Condens. Matter., **13**, 8945 (2001).
10. V. Fiorentini, M. Methfessel, M. Scheffler. Phys. Rev. B, **47**, 20, 13353 (1993).
11. Z. Yang, Z. Xu. Phys. Rev. B, **54**, 24, 17577 (1996).
12. M. Suzuki, T. Uenooyama, A. Yanase. Phys. Rev. B **52**, 11, 8132 (1995).

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ДЕФЕКТОВ В AlN, ПОЛУЧЕННОМ МАГНЕТРОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ.

**Л.В. Григорьев, В.А. Бербей, В.Е. Тер-Нерсесянц*

СПб ГУ, НИИ Физики им. В.И.Фока Старый Петергоф, ул.Ульяновская, д.1,
leonid70@mail.ru

Г.А. Муранова, Н.Н.Смирнов

ГОИ им. С.И.Вавилова Санкт-Петербург, ул.Биржевая, д.12

Проблема создания УФ фотоприемников, способных работать в экстремальных температурных условиях, еще до конца не решена [1]. Фотоэлектрические свойства AlN позволяют создавать термостойкие УФ фоторезисторы, являющиеся активными элементами матричных фотоприемных модулей. Магнетронное распыление тонких пленок AlN позволяет упростить технологию получения УФ фоторезистора. Однако, фото и электрофизические свойства, получаемого таким образом AlN, существенно зависят от технологических параметров процесса магнетронного распыления [2,3]

В работе представлены результаты исследований влияния температуры подложки, давлений газовой среды реактора и предварительной ионной очистки поверхности подложки на формирование оптически и электрически активных дефектов (ОАД и ЭАД), определяющих фотоэлектрические свойства получаемой пленки AlN.

Предварительно, в целях очистки от неконтролируемых примесей, была произведена откачка с прогревом вакуумной системы до давления 10^{-6} Торр. Изучаемые пленки AlN были получены магнетронным распылением Al мишени в газовой среде N_2 , при давлении порядка 10^{-4} Торр. В качестве подложки использовали кварц марки КО-6 с напыленным слоем Al из той же мишени (толщина слоя Al оставила 0.1мкм). Толщина слоя AlN оставляла либо 1000А, либо 2000А. Температура подложек при нанесении слоя AlN варьировалась от 300К до 600К. Поверх слоя AlN были напылены металлические Al электроды. Экспериментальная установка для снятия спектральных характеристик УФ фоторезистора, на основе AlN, собрана на базе монохроматора МДР-12 в составе измерительного комплекса СДЛ-2. Измеряемый диапазон спектра составил 200-600нм и обеспечивался дифракционной решеткой с числом штрихов 1200 на 1 мм. Для срезания спектров высшего и низшего порядков использовались прилагаемые к установке сменные светофильтры (кварцевое стекло КУ и БС-5). Источником излучения, которое после некоторых преобразований попадает на образец, служит ксеноновая лампа ДКсШ-150. Для проектирования излучения на щель монохроматора служит кварцевый светосильный конденсор с фокусным расстоянием 210 мм. Щели монохроматора симметричные, с переменной шириной раскрытия в пределах от 0 до 4 мм с точностью до 10 мкм. Сигнал фотоотклика от образца AlN регистрировался вольтметром-электрометром В7-30 и датчиком мощности падающего излучения. Интенсивность падающего излучения варьировалась путем изменения расстояния от водородной лампы до измерительной головки с образцом. Градуировка мощности падающего излучения фиксировалась датчиком мощности падающего излучения и цифровым вольтметром В7-23. Интенсивность излучения, при градуировке, варьировалась путем изменения расстояния между лампой и датчиком мощности. Что бы определить мощность излучения, падающего на образец AlN, измерения были проведены для двух случаев: при наличии фильтра и без него. Интенсивность излучения была рассчитана как их разность. Темновая ВАХ AlN была получена с помощью той же установки. При измерениях напряжение смещения на образце изменялось в диапазоне от 0 до 100 (В.) Измерения проводились при мощности падающего УФ излучения 23,4 мкВт Измерения зависимости фототока от интенсивности падающего излучения

проводились с помощью фильтра, не пропускающего УФ излучение. Таким образом, влияние излучения видимой области спектра было исключено путем вычитания значений интенсивности фототока, полученных при использовании фильтра из их интегральных значений. Измерения проводились для случая смещающего напряжения на образце равного 90 (В). Измерение спектральной зависимости фотопроводимости AlN проводились при напряжении смещения на образце равном 90 (В). Чтобы привести кривую к нормальному виду, был использован калиброванный фотоумножитель ФЭУ-106. По нему были получены относительные значения количества падающих фотонов.

Как показал эксперимент, для ряда образцов подвергшихся предварительному прогреву подложки, темновая ВАХ нелинейна, лишь при малых напряжениях смещения, что объясняется поликристаллической структурой образца AlN. Из угла наклона прямого участка ВАХ была рассчитана величина темновой проводимости образца AlN. Линейность вольт-амперных характеристик при больших напряжениях, а также тот факт, что они практически совпадают при изменении полярности прикладываемого напряжения, говорит о том, что алюминиевые контакты, нанесенные на поверхность образцов можно считать неблокирующими. Сравнивая темновую ВАХ образца и ВАХ при полной освещенности, мы определили: фотопроводимость материала, коэффициент умножения фототока и концентрацию неравновесных носителей заряда в образцах AlN. Фотопроводимость пленки AlN при освещении рассчитали аналогично случаю темновой проводимости. Кратность изменения сопротивления считали равной отношению темнового сопротивления образца к его сопротивлению при освещении. Для различных образцов AlN, кратность изменения сопротивления находится в пределах от $3,44 \cdot 10^3$ до $2,12 \cdot 10^4$. Концентрация неравновесных носителей заряда и исследуемых образцах была определена из значения фотопроводимости образца и величины подвижности носителей заряда. Фотопроводимость начинается при энергии фотонов 3.8 эВ. Поглощение имеет примесный характер. Максимум фотопроводимости приходится на промежуток энергий от 5.4 до 6.2 эВ.

Проведенные исследования позволяют утверждать, без предварительного прогрева подложки формируется плохо воспроизводимый по фотоэлектрическим свойствам аморфный слой AlN, несущий в себе механические напряжения. Благодаря последующему отжигу механические напряжения в объеме AlN удастся снять. При предварительном прогреве подложки удастся сформировать поликристаллический слой AlN.

1.В.Лучинин, А.В.Корляков., С.В.Костромин., В.А.Попов., А.П. Сазанов , М.В. Четвергов “Композиция AlN/Al₂O₃ как основа датчиков жесткого УФ излучения.”-Сборник тезисов международного семинара «Физические, Химические и Биологические сенсоры»,2000г., с.50

2.P.V. Perry , RF Rutz ., Appl. Phys. Lett., 33,(1978), p.373

3.H. Yamashita , K.Fukui.,S. Misowa , S.Yoshida , J. Appl Phys. ,50,(1979), p.896

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОПОЛЕВЫХ ЦИКЛОВ НА ПРОЦЕССЫ НАКОПЛЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ЗАРЯДА В СТРУКТУРЕ AlN-SiO₂-Si

**Д.В. Григорьев, В.А. Берец, В.Е. Тер-Нерсесянц*

СПб ГУ, НИИ Физики им. В.И.Фока Старый Петергоф, ул.Ульяновская, д.1
leonid70@mail.ru

Г.А. Муранова, Н.Н. Смирнов

ГОИ им. С.И.Вавилова Санкт-Петербург, ул.Биржевая, д.12

В настоящее время, весьма актуальна задача создания матричных УФ фотоприемных устройств (ФПУ), содержащих на одном кристалле, как приемник излучения, так и электронную схему обработки сигнала. При современном уровне развития микроэлектроники представляется уместным совместить технологически отработанную кремниевую технологию создания интегральных схем с технологией создания УФ датчика. Фотоэлектрические свойства AlN позволяют создавать УФ фоторезисторы, являющиеся активными элементами матричных ФПУ. Нанесение тонких пленок AlN магнетронным напылением позволяет упростить технологию получения УФ фоторезистора. Тем не менее, остается нерешенной проблема зарядовой нестабильности в структуре нитрид алюминия - двуокись кремния - кремний.

Изучаемые структуры Al-AlN-SiO₂-Si были получены магнетронным распылением Al мишени в газовой среде N₂, при давлении порядка 10⁻⁴ Торр. Предварительно, в целях очистки от неконтролируемых примесей, была произведен прогрев вакуумной системы и откачка до давления 10⁻⁶ Торр. В качестве подложки для напыления AlN была использована готовая структура SiO₂-Si (толщина окисла кремния равна 0,4 нм, кремний КДБ-40 или КЭФ-7,5 окисление проведено в парах воды). Для нескольких образцов, в целях повышения адгезии, производилась ионная очистка поверхности двуокиси кремния. Толщина напыленного AlN составила 1000Å. Температура подложек при нанесении слоя AlN не превышала 600К. Поверх слоя AlN были напылены металлические Al электроды. Для изучения процессов накопления и релаксации заряда как в объеме диэлектриков, так и на границах их раздела были привлечены следующие экспериментальные методики: исследование ВАХ, низкочастотных вольт-фарадных и квазистатических характеристик, изучение поведения кривых высокочастотной емкости и термоактивационного тока, в зависимости от полярности и величины напряжения предварительной поляризации. Установка для снятия высокочастотных вольт-фарадных характеристик позволяла проводить измерения на пяти фиксированных частотах (0,1 МГц, 0,5 МГц, 1,0 МГц, 5,0 МГц, 10,0 МГц). В качестве измерительной схемы применялся 2Т-мост, что позволило, не уменьшая высокой чувствительности, предварительно скомпенсировать влияние относительно длинных подводящих проводов и, тем самым, снизить погрешность в измерениях до 0,5 %. Кроме того, использование 2-Т моста совместно с синхронным детектированием сигнала обеспечило независимую друг от друга регистрацию изменений как емкостной, так и активной составляющей. Максимальная величина напряжения развертки могла регулироваться от 5 В до 230 В (для случаев обоих полярностей сигнала). Генератор треугольного напряжения развертки позволял изменять скорость от 0,01 В/С до 100 В/С через полдекады. В качестве электрометрического усилителя в установках для исследования кривых термоактивационного тока, квазистатических характеристик и ВАХ был использован вольтметр-электрометр В7-30. Перед циклом измерений была проведена предварительная оценка величин измеряемых сигналов.

Применение В7-30 в режиме измерения напряжения на эталонном высокоомном резисторе для регистрации термоактивационного тока и в режиме измерения тока для остальных случаев позволила минимизировать систематическую погрешность измерения.

Как известно, кривые термоактивационного тока описываются уравнением Фредгольма первого рода, которые относятся к классу задач, некорректных по Адамару [1]. Используя модель Гауссова распределения ЭАД по энергии активации и по частотному фактору, нами было создано численное ядро интегрального уравнения. Привлечение современных методов решения некорректных задач позволило определить наиболее вероятные значения энергии активации и частотного фактора для модели двумерного, квазинепрерывного распределения ЭАД [2]. Результаты совместного исследования термоактивационных кривых и высокочастотных вольт-фарадных кривых показали наличие в структуре как встроенного в слоистый диэлектрик заряда, так и наличия заряда на границах разделов AlN-SiO₂ и SiO₂-Si [3]. Привлечение к рассмотрению низкочастотных вольт-фарадных и квазистатических кривых позволило определить величину плотности поверхностных состояний на границах раздела AlN-SiO₂ и SiO₂-Si. Заряд локализованный на границе раздела AlN-SiO₂, как нам представляется, обусловлен двумя причинами: приповерхностными дефектами SiO₂, приобретенными в результате ионной очистки поверхности и дефектами, обусловленными различием в структурном строении AlN и SiO₂. В пользу этого предположения говорит тот факт, что после отжига структуры величина заряда уменьшается. Проведенные исследования методом ультрамягкой рентгеновской спектроскопии, позволяют предположить, что пленка AlN находится в поликристаллической фазе. Пленка AlN сразу после нанесения несет в себе существенные механические напряжения, снимаемые последующим отжигом. По результатам исследований предложена модель, описывающая процесс накопления и релаксации заряда на границе раздела AlN-SiO₂.

1.L.V.Grigoryev, Y.A.Gorokhovatsky, Y.B.Kvaskov, A.Pitirimov., K.L.Temnikov "Thermally stimulated current in natural diamonds"Proc,8-International Symposium of Electrets,1994,p.505

2.L.V.Grigoryev, Y.A. Gorokhovatsky, S. Gubansky "Reconstruction of two dimension distribution function of defects in a dielectric bases on TSD data.",Proc.,International Symposium Electric Materials and Dielectrics, USA,1995г.,с.240

3. А.П.Барабан, С.В.Будучин, Л.В.Григорьев, В.Е.Дрозд, И.О.Никифорова "Оптоэлектронные свойства прецизионно синтезированных структур кремний - многослойный диэлектрик", Материалы 3-й Международной конференции «Химия высокоорганизованных веществ и нанотехнологии», СПб, 2001, с.123

**ПРИМЕСНАЯ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПЛЕНОК ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ
 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0,15 \leq x \leq 1$)**

С.Д. Колониус, А.С. Старков, М.В. Чукичев*
Физический факультет МГУ, Москва, *e-mail: scon383@mail.ru

В.Ю. Давыдов
ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург,

В работе представлены результаты исследований примесной катодолюминесценции (КЛ) пленок $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0,15 \leq x \leq 1$), выращенных МOCVD методом на подложках Si(111), SiC(0001) и $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (0001).

Для возбуждения КЛ использовалась импульсная электронная пушка, имеющая параметры электронного пучка: длительность импульса 0.5мкс; кинетическая энергия электронов от 10 до 50 кэВ; ток пучка в импульсе от 0.005 до 0.10мА. Диаметр пучка на облучаемой поверхности образца ~1мм; кинетическая энергия электронов от 10 до 50кэВ. Спектры КЛ снимались на спектрометре ДФС-12 в диапазоне длин волн от 350 650нм, при температурах образцов от 4.2 до 300К. Для регистрации света использовался фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-79.

Полученные результаты в основном сводятся к следующему: на спектры примесной КЛ существенно влияет материал подложки, на который осаждаются пленки; спектральное положение полос КЛ систематически изменяется с изменением состава твердого раствора

На основе полученных экспериментальных результатов обсуждается природа центров КЛ и возможные механизмы излучательной рекомбинации.

АНИЗОТРОПНЫЕ ЦЕНТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ В НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ

А.Г.Дрижук,

Вологодский естественно-математический лицей 160035 Вологда, ул. Пролетарская 18
algr@vgeml.vologda.ru.

В.Г.Сидоров

С-Петербургский Государственный Политехнический Университет 195251 С-Петербург, ул.
Политехническая, 29 sidorov@rphf.spbstu.ru

В структурах GaN, выращенных в хлоридно-гидридном процессе (HVPE) на сапфировых подложках ориентации (10 $\bar{1}2$) при одновременном легировании цинком и кислородом и условиях роста, обеспечивающих встраивание в решетку GaN связанных Zn-O пар, наблюдается эффективная голубая полоса люминесценции с линейно поляризованным излучением (при T=300K $h\nu_{\max} \sim 2,55$ эВ, полуширина $\Delta h\nu_{0,5\max} \sim 0,3$ эВ, степень поляризации P=60% [1]).

Ранее было установлено, что поляризованная люминесценция в этих структурах определяется анизотропией центров люминесценции. Анализ условий роста структур, поляризационных характеристик их фото- и электролюминесценции и электрических свойств совместно с результатами микронного рентгеноспектрального анализа и инфракрасного отражения структур позволил сделать предположение, что анизотропные центры (АЦ) люминесценции в GaN(Zn,O) являются цинко-кислородными комплексами, а поляризованная люминесценция обусловлена переходами между уровнями этих комплексов [2]. Однако, оптическая микроструктура АЦ не была установлена, а также до конца не выяснена природа уровней АЦ.

В докладе приведены результаты исследований, позволившие уточнить оптическую микроструктуру АЦ и сделать предположения о природе уровней цинко-кислородных комплексов в GaN(Zn,O).

Нитрид галлия в структурах с поляризованной люминесценцией имеет ориентацию (11 $\bar{2}0$) и является удобной моделью для исследования свойств GaN в направлениях, перпендикулярных его гексагональной оси. Кроме того, вектор напряженности электрического поля поляризованной электролюминесценции GaN(Zn,O) перпендикулярен гексагональной оси GaN, что позволяет относительно легко ориентировать гексагональную ось GaN в экспериментах. Это было использовано при измерении поляризационных диаграмм и в экспериментах по измерению азимутальных зависимостей степени поляризации фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ).

Исследования поляризационных диаграмм примесной ФЛ показали, что в области температур выше 250К за поляризованную люминесценцию в GaN ответственны АЦ с дипольными моментами элементарных излучателей, расположенные в плоскости (0001) GaN. При этом основной вклад в матричные элементы оптических переходов, как при поглощении, так и при излучении, дают линейные осцилляторы. Этот результат хорошо согласуется со всей совокупностью экспериментальных данных по азимутальным зависимостям степени поляризации ФЛ и ЭЛ.

В области температур $250\text{K} \leq T \leq 520\text{K}$ степень поляризации люминесценции постоянна, а поляризационные диаграммы для ФЛ и ЭЛ идентичны. Если предположить, что оси оптических диполей совпадают с направлениями между компонентами цинко-кислородных комплексов, то наиболее простой моделью анизотропных центров в GaN(Zn,O), расположенных в плоскости (0001), являются связанные Zn-O пары. При этом цинк находится в узлах подрешетки катионов, а кислород - в ближайших тригональных междоузлиях.

При температурах $T > 520\text{K}$ степень поляризации люминесценции с ростом температуры убывает и при $T \sim 600\text{K}$ становится равной нулю, хотя ФЛ и ЭЛ наблюдаются и при более высоких температурах. Поляризационные диаграммы при $T \sim 600\text{K}$ становятся характерными для изотропных излучателей.

В этой области температур наблюдаются также изменения в некоторых свойствах, характерных для структур GaN(Zn,O) с поляризованной люминесценцией. Так, существенной особенностью кинетики поляризованной ЭЛ в исследованных структурах является асимметричность спада и нарастания интенсивности излучения. Нарастание излучения описывается постоянной времени $\tau \geq 5 \cdot 10^{-6}\text{с}$, а спад - $\tau \leq 10^{-7}\text{с}$. Причем постоянная времени нарастания электролюминесценции зависит от скважности импульсов возбуждающего напряжения и не повторяет кинетику нарастания тока в структуре. При $T \geq 600\text{K}$ кинетика ЭЛ становится симметричной с постоянной времени $\tau \sim 7 \cdot 10^{-8}\text{с}$. В спектре возбуждения люминесценции GaN(Zn,O) при $T > 600\text{K}$ исчезает полоса с $h\nu_{\text{max}} \sim 2,8\text{эВ}$, характерная для GaN(Zn,O) структур с поляризованной люминесценцией. Спектр возбуждения имеет один максимум при $h\nu_{\text{max}} \sim 3,2\text{эВ}$ и его длинноволновый край хорошо коррелирует с краем собственного поглощения GaN.

В структурах GaN(Zn,O), подвергнутых нагреванию до 600K , после охлаждения голубая поляризованная люминесценция не наблюдается. Структуры теряют все особенности свойств, характерных для структур GaN(Zn,O) с поляризованной люминесценцией. Происходит необратимое изменение и некоторых фотоэлектрических свойств структур. В спектрах люминесценции структур могут быть выделены полосы неполяризованного излучения с максимумами при $h\nu_{\text{max}} \sim 2,4; 2,6$ и $2,8\text{эВ}$. Преобладание той или иной полосы зависит от температуры и условий отжига. Всё это указывает на необратимую температурную перестройку Zn-O комплексов в GaN(Zn,O). Т.е. при высоких температурах разрушаются связанные Zn-O пары, входящие в состав цинко-кислородных комплексов. По температурным режимам отжига и спектральному положению полос люминесценции этот результат находится в хорошем соответствии с результатами работы [3] по влиянию отжига на люминесценцию и электропроводность слоев окиси цинка, легированных азотом.

1. В.Г. Сидоров, А.Г. Дрижук, М.В. Зайцев, Д.В. Сидоров. Письма в ЖТФ, 1996, т.22, вып.6, 67.
2. А.Г. Дрижук, М.Д. Шагалов. Оптика и спектроскопия. 1986, т.61, N5, 1034.
3. А.Н Георгобиани, А.Н.Грузинцев, В.Т.Волков, М.О.Воробьев. ФТП, 2002, т.36, вып3, 284.

ЛАЗЕРЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaN/GaN НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ.

Е. В. Луценко*, ***В. З. Зубелевич***, ***В. Н. Павловский***, ***А. Л. Гурский*** и ***Г. П. Яблонский***
Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси Пр. Ф. Скорины 68, 220072 Минск,
Беларусь, e-mail: lutsenko@dragon.bas-net.by

Y. Dikme and R. H. Jansen,
Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Germany

B. Schineller and M. Heuken
AIXTRON AG, Kackertstr.15 –17,52072 Aachen, Germany

Квантоворазмерные InGaN/GaN гетероструктуры являются перспективными для создания лазерных устройств для ультрафиолетовой - зеленой области спектра. Получение генерации на этих гетероструктурах, выращенных на кремниевых подложках [1], вызвало широкий резонанс [2-4]. По сравнению с сапфиром кремниевые подложки имеют на порядок меньшую стоимость и в четыре раза большую теплопроводность. Для них отработаны технологические приемы, что дает возможность использовать в производстве полупроводниковых лазеров и светоизлучающих структур технологическую базу крупных полупроводниковых предприятий, не прибегая к их модернизации. Применение кремниевых подложек позволит в перспективе создавать дешевые (низкая себестоимость, отсутствие проблем с созданием зеркал резонатора) и мощные (высокая теплопроводность подложки) инжекционные лазеры на основе нитрида галлия.

Исследовалась генерация и фотолюминесценция (ФЛ) квантоворазмерных гетероструктур на основе InGaN/GaN множественных квантовых ям, выращенных в планетарных MOVPE реакторах фирмы AIXTRON на подложках кремния (111) и для сравнения на сапфировых подложках (0001). Возбуждение осуществлялось излучением азотного и He-Cd лазеров в интервале температур 78-630 К. Излучение регистрировалось спектрометрами на CCD линейках. Угловое распределение излучения в дальнем поле генерации измерялось в плоскости перпендикулярной гетероструктуре с помощью оптоволоконной системы.

Все исследованные структуры обладали ярко выраженным порогом генерации. При накачке выше порога, лазерное излучение имело ТЕ поляризацию и модовую структуру спектра. Дальнее поле генерации имело симметричную структуру относительно плоскости гетероструктуры, определяемую поперечными модами, с двумя интенсивными максимумами (рис.1). Спектр генерации находился на длинноволновом краю спектра ФЛ при уровнях возбуждения, соответствующих порогу генерации. Интенсивность ФЛ гетероструктур на сапфировых подложках значительно превышала интенсивность ФЛ гетероструктур на кремнии.

Детальное сравнение лазерных параметров гетероструктур, выращенных на кремниевых и сапфировых подложках, проводилось для лазеров излучающих в синей области спектра ($\lambda \sim 455$ нм). Минимальный порог генерации лазеров на кремниевых подложках составлял 35-40 кВт/см², на подложках сапфира 70-100 кВт/см². Минимальная полуширина спектра генерации при уровнях возбуждения вблизи порога была 0.08 нм для лазеров на кремниевых подложках и 0.05 нм на подложках из сапфира. Максимальная импульсная мощность лазеров достигала 10-15 Вт и 20-30 Вт для лазеров на подложках кремния и сапфира соответственно. Таким образом основные лазерные характеристики лазеров на кремниевых и сапфировых подложках сравнимы, а порог генерации для лазеров на кремнии даже несколько меньше.

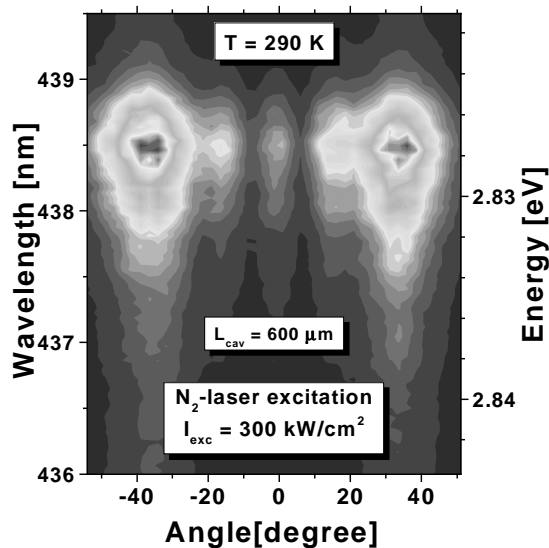


Рис. 1. Спектрально угловая зависимость интенсивности генерации InGaN/GaN MQW лазера на кремниевой подложке в дальнем поле излучения.

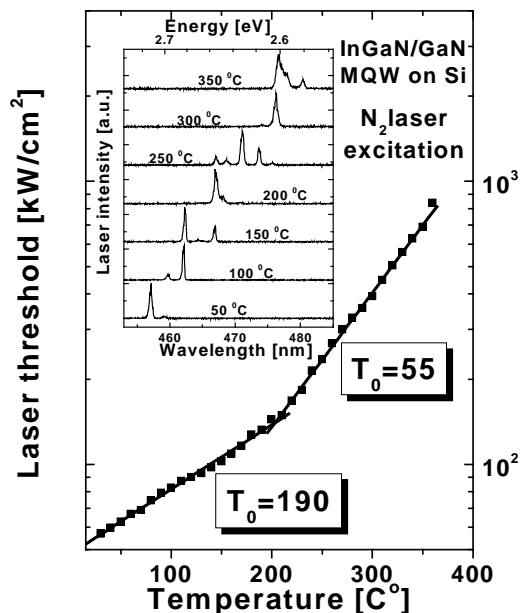


Рис. 2. Зависимость порога генерации InGaN/GaN MQW лазера на кремниевой подложке от температуры. Вставка: Спектры генерации при различных температурах. $I_{exc} = 1.4 I_{thr}$.

Исследование порога генерации от температуры показало, что лазеры на сапфировых подложках обладают характеристической температурой $T_0 = 300$ К в области температур 78 - 220 К, а при более высоких температурах $T_0 = 110$ -130 К. Характеристическая температура лазеров на кремниевых подложках составила $T_0 = 190$ К при $T < 210^\circ\text{C}$, и $T_0 = 55$ К при $T > 210^\circ\text{C}$. Низкий порог генерации и большая характеристическая температура вблизи комнатной температуры лазеров на кремниевых подложках позволили получить генерацию до 360°C , что является, насколько нам известно, самой высокой рабочей температурной лазеров на данном виде соединений.

Показано, что основные характеристики спонтанного излучения: положение и полуширина спектра люминесценции, эффективность спонтанной рекомбинации - определяют температурную зависимость порога генерации лазеров, выращенных на кремниевых подложках. При этом эффективность спонтанной рекомбинации вносит наиболее значительный вклад.

Работа частично выполнена в рамках проекта МНТЦ #B-176.

- [1] 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. Schon, H. Protzmann, M. Lunenburger, B. Schineller, Y. Dikme, R.H. Jansen, M. Heuken. Phys. Stat. Sol. (c) 2002, принята в печать.
- [2] Jacqueline Hewett. (<http://optics.org/articles/news/8/7/24/1>) (26 July 2002).
- [3] (<http://compoundsemiconductor.net/articles/news/6/7/28/1>) (23 July 2002).
- [4] Claus Eherenbeck. Laser Focus World, 38, No 9, 11 (2002).

ФАКТОР ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ И ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaN/GaN НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

*Е. В. Луценко**

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

Н.П. Тарасюк, А. А. Гладышук

Брестский технический университет, 224076, Брест, ул. Московская 267

В настоящей работе анализируются условия возникновения генерации в квантоворазмерных гетероструктурах InGaN/GaN, выращенных на кремниевых подложках. Вычисления проводились для трех квантоворазмерных InGaN/GaN гетероструктур, для которых была получена генерация при комнатной температуре [1]. Гетероструктуры отличались между собой количеством, составом, и толщиной буферных слоев AlGaN, AlN и GaN для уменьшения остаточных напряжений и повышения качества активной области. Профиль показателя преломления, одного из лазеров представлен на рисунке 1.

В приближении плоских волн, для волн ТЕ поляризации по алгоритму, подробно изложенному в [2], численно решалось волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{y,j}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - k_0^2 \tilde{n}_j^2) \varepsilon_{y,j}(x) = 0,$$

где $\varepsilon_y(x, z, t) = \varepsilon_{y,j}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)]$ - вектор напряженности электромагнитного поля, $\beta = \beta_{re} + i\beta_{im}$ - проекция волнового вектора на плоскость гетероструктуры, $k_0 = 2\pi/\lambda$, \tilde{n}_j - комплексный показатель преломления j-го слоя. Поглощением нитрида галлия, AlGaN и воздуха пренебрегалось. Значения коэффициентов поглощения и преломления кремния были взяты из работы [3], нитрида галлия и AlGaN из работы [4]. Длина волны соответствовала длине волны генерации.

Для поперечных мод разного порядка были рассчитаны фактор оптического ограничения, эффективный коэффициент усиления, пороговое значение коэффициента усиления активного слоя, а также эффективный показатель преломления.

Результаты численных расчетов на примере структуры, имеющей наиболее низкий порог генерации, приведены на рис. 1-2. При усилении в активном слое $\alpha_{\text{InGaN}} = 1000 \text{ см}^{-1}$ только для мод нулевого, второго, третьего и пятого порядков эффективный коэффициент усиления был выше нуля. Это связано с тем, что фактор оптического ограничения, а также доля излучения, выходящего в подложку, сильно зависят от номера моды. Так, доля излучения, локализованного в кремниевой подложке, обладающей значительным коэффициентом поглощения, равна $4.6 \cdot 10^{-7}$, $5.9 \cdot 10^{-5}$ и $1.9 \cdot 10^{-4}$ для мод $0^{\text{го}}$, $2^{\text{го}}$ и $3^{\text{го}}$ порядков, в то время как для мод $1^{\text{го}}$ и $4^{\text{го}}$ порядков - $4.5 \cdot 10^{-4}$ и $2.2 \cdot 10^{-3}$. В качестве примера на рисунке 1 приведен профиль интенсивности излучения гетероструктуры для моды второго порядка.

Таким образом, локализация и поглощение излучения в подложке оказывает большое влияние на модовый состав усиленного излучения рассматриваемых квантоворазмерных структур InGaN/GaN на кремниевых подложках. При этом внутренние потери лазеров на поглощение подложкой, по-видимому, будут преобладать над другими внутренними потерями (рассеяние и т.д.).

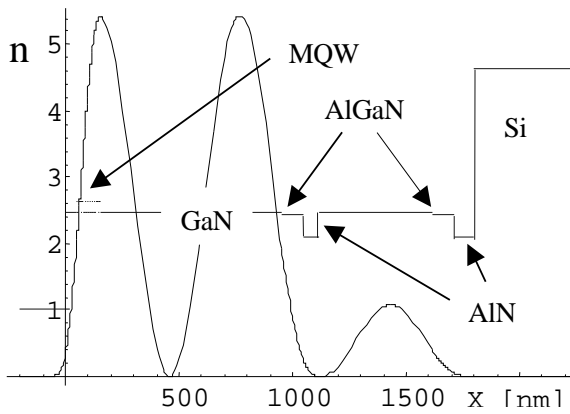


Рис. 1. Профиль показателя преломления (1) и интенсивности моды второго порядка (2).

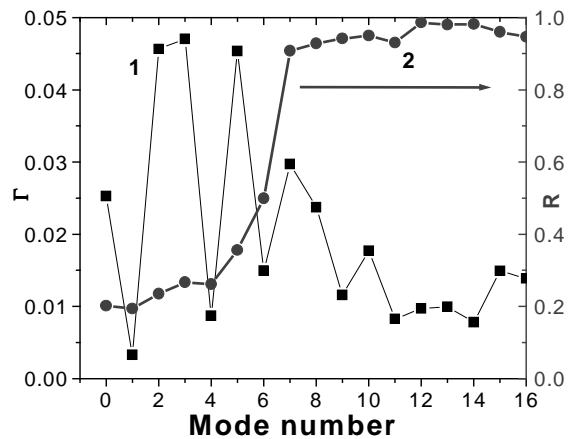


Рис. 2. Зависимости фактора оптического ограничения (1) и коэффициента отражения от номера моды (2).

На порог генерации лазеров влияют как внутренние потери, так и внешние полезные потери на зеркалах резонатора. На рисунке 2 представлены фактор оптического ограничения и коэффициент отражения как функция номера моды. Скачкообразное изменение фактора оптического ограничения от номера моды, по-видимому, связано с резонансными явлениями между протяженными слоями GaN, разделенными AlGaIn/GaN прослойками. Подобные явления резонанса наблюдались в структурах на основе нитрида галлия и ранее [5]. Это приводит к не плавной зависимости коэффициента отражения от номера моды из-за сильной разницы в локализации излучения по слоям гетероструктуры (Рис.2) и влияет на величину порогового коэффициента усиления необходимого для развития генерации. Величина фактора оптического ограничения 4.5% и 4.7% мод второго и третьего порядков приближается к фактору оптического ограничения инжекционных лазеров [2] на основе GaN. Для этих мод следует ожидать минимального порога генерации с пороговым значением коэффициента усиления активного слоя InGaIn порядка 324 и 485 см^{-1} соответственно, что и будет определять дальнейшее поле излучения этих лазеров. Необходимо отметить, что небольшие изменения в толщинах слоев гетероструктуры могут привести к заметному перераспределению фактора оптического ограничения и пороговых коэффициентов усиления.

Обсуждаются пути понижения порога генерации оптически накачиваемых InGaIn/GaN лазеров на кремниевых подложках.

- [1] E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, A.I. Stognij, A.L. Gurskii, V.A. Hryshanau, A.S. Shulenkov, O. Schoen, H. Protzmann, M. Luenenbuerger, B. Schineller, M. Heuken. Phys. Stat. Sol. (c) 2002, принята в печать.
- [2] M. J. Bergmann and H. C. Casey, Jr. J. Appl. Phys., **84**, 1196 (1998).
- [3] В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Д. Литовченко. *Оптические свойства полупроводников*. Справочник. (К., Наукова думка. 1987).
- [4] G.Webb-Wood, U. Ozgur, H.O.Everitt, F.Yun, H.Morkoc. Phys.stat.sol.(a), **188**, 793 (2001).
- [5] V.E. Bougrov, A.S. Zubrilov. J. Appl. Phys., **81**, 2952 (1997).

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ и СПЕКТРЫ КРС ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК GaN/AlN и GaN/AlGaN

А. Н. Смирнов*, ***В. Ю. Давыдов, И. Н. Гончарук, Р. Н. Кютт, М. В. Байдакова,***
А. В. Сахаров, Е. Е. Заварин, В. В. Лундин

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

М. Б. Смирнов, С. В. Карпов

Институт физики, С-Петербургский государственный университет, 198904 Санкт-Петербург, Россия

В данной работе представлены результаты численного моделирования динамики кристаллической решетки сверхрешеток (СР) GaN/AlN. Основное внимание уделено определению частот, форм атомных смещений и интенсивностей фононных мод в спектрах КРС. Результаты модельных расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными на сверхрешетках GaN/AlN и GaN/Al_xGa_{1-x}N (x=0.13; 0.28; 0.44; 0.54) с периодом 5/5 и 10/10 нм, выращенных методом МOCVD на подложках Al₂O₃(0001) [1].

Используемая модель СР - идеальный бесконечный кристалл, периодический мотив (супер-ячейка) которого состоит из m элементарных слоев GaN и n элементарных слоев AlN, с границей раздела перпендикулярной гексагональной оси вюртцитной структуры. Длина периода сверхрешетки $n+m=20$ была неизменной, варьировалось только отношение толщин слоев GaN и AlN (m/n). Расчеты проводились в рамках модели основанной на короткодействующих модельных потенциалах идеальных кристаллов GaN и AlN и включает кулоновское взаимодействие в приближении «жестких» ионов. Интенсивность полос в спектрах КР рассчитывалась в модели поляризуемых связей, в которой поляризуемость решетки представляют в виде суммы вкладов отдельных связей. Рассматривались только центрозонные колебательные состояния. Диагонализируя динамическую матрицу, были получены частоты и собственные векторы колебательных мод СР. Разделение мод по симметрии осуществлялось на основе анализа форм колебаний: моды, в которых атомы двигаются в направлении оптической оси гексагональной структуры, были отнесены к представлению А, а двукратно вырожденные моды, в которых атомы двигаются в плоскости xy , были отнесены к представлению Е.

Результаты расчетов предсказывают наличие группы полос, поведение которых имеет «двухмодовый» характер: т. е. их частоты близки к частотным аналогичных мод в объемных GaN и AlN, а интенсивность этих полос пропорциональна толщине соответствующего слоя. Анализ собственных векторов этих мод показывает, что их колебания включают атомные смещения, локализованные в соответствующих слоях составляющих СР и не зависят от конкретной структуры СР (относительной толщины слоев, например). Такое поведение должны иметь полярные моды А(LO), Е(ТО) и неполярные моды симметрии Е₂ (рис.1).

В противоположность этому, рассчитанные нами спектры КРС симметрии А(ТО) и Е(LO) имеют явно выраженный «одномодовый» характер (рис.1). Каждый спектр содержит по одной «нормальной» полосе (А(ТО)⁺ и Е(LO)⁺), интенсивность которой велика и слабо меняется при изменении структуры SL. Положение этих полос монотонно меняется от А(ТО)-GaN до А(ТО)-AlN (в спектре А(ТО)) и от Е(LO)-GaN до Е(LO)-AlN (в спектре Е(LO)) пропорционально относительной доли разных нитридов в СР (m/n). Кроме интенсивной «нормальной» полосы расчет предсказывает появление в каждом спектре ещё одной менее интенсивной «аномальной» полосы (А(ТО)- и Е(LO)-). Согласно расчету, в КР-спектре представления А(ТО) «аномальная» полоса должна располагаться в интервале от А(LO)-GaN до А(LO)-AlN, а в КР-спектре представления Е(LO), аналогичная полоса должна

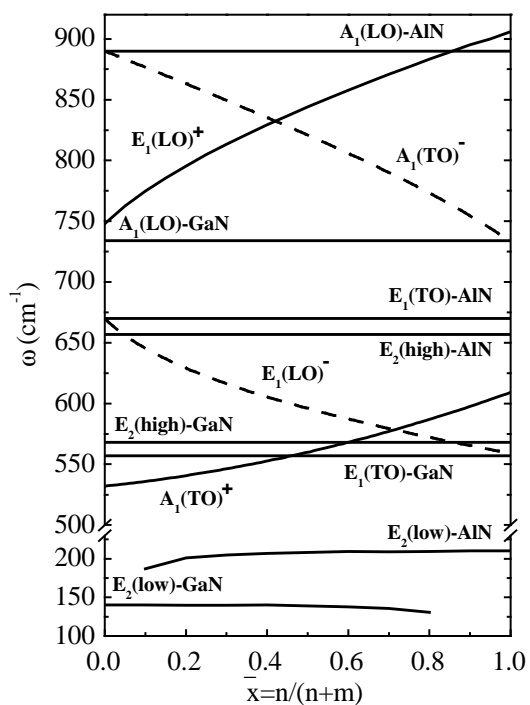


Рис.1. Рассчитанные зависимости частот оптических фононных мод в $\text{GaN}_m/\text{AlN}_n$ СП от процентной доли Al ($n/(n+m)$).

теоретических расчетов представленных в работах других авторов [2-4]. Дополнительно, выполнено исследование влияние величины и знака деформации в слоях составляющих СП GaN/AlN и GaN/AlGaIn на поведение оптических мод, наблюдаемых в спектрах КРС.

В данной работе продемонстрировано, что подход, включающий расчеты динамики решетки и экспериментальные исследования спектров КРС может быть эффективно использован для целей характеристики GaN/AlN и GaN/AlGaIn СП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты No. 03-02-17562 and No.01-02-18011) и программы “Наноструктуры” Миннауки.

- [1] W. V. Lundin, A. V. Sakharov, A. F. Tsatsulnikov, E. E. Zavarin, A. I. Besulkin, M. F. Kokorev, R. N. Kyutt, V. Yu. Davydov, V. V. Tretyakov, D. V. Pakhnin, and A. S. Usikov, *phys. stat. sol. (a)*, 2001, v.188, p.885
- [2]. J. Gleize, M. A. Renucci, J. Frandon, and F. Demangeot, *Phys.Rev.B*, 1999, v.60, p.15985
- [3]. J. Gleize, F. Demangeot, J. Frandon, M. A. Renucci, M. Kuball, B. Daudin, and N. Grandjean, *phys.stat.sol. (a)*, 2001, v.183, p.157
- [4]. J. M. Wagner, J. Gleize, F. Bechstedt, *IPAP Conf.Series*, 2000, v.1, p.669

располагаться в интервале от $E(\text{TO})\text{-GaN}$ до $E(\text{TO})\text{-AlN}$. При этом положение этих “аномальных” полос, в отличие от “нормальных” полос $A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$, изменяется обратно пропорционально отношению m/p . Анализ смещений атомов в модах $A(\text{TO})$ и $E(\text{LO})$ позволяет утверждать, что это делокализованные моды, собственные вектора которых близки к сумме собственных векторов соответствующих мод соседних слоев (для “нормальных” мод) или их разности (для “аномальных” мод).

Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными об интенсивностях, частотах и их зависимости от состава для фононных мод, регистрируемых в спектрах КРС, а также подтверждают многие выводы, полученные ранее для СП GaN/AlN в приближении диэлектрического континуума [2]. Полученные нами экспериментальные данные, описывающие угловую дисперсию полярных фононов в СП, т.е. зависимость колебательных состояний от направления волнового вектора обсуждаются с привлечением результатов

ФОРМИРОВАНИЕ МИНИЗОН В СВЕРХРЕШЕТКАХ p-AlGaN/GaN

Кокорев М.Ф., Пахнин Д.В.

Санкт-Петербургский Государственный Электротехнический Университет

Лундин В.В.

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

Jim.Y.Chi

Opto-Electronics & Systems Laboratories, Industrial Technology Research Institute, Bldg.78, 195-8 Sec. 4, Chung Hsing Rd. Chutung, Hsinchu 310, Taiwan, R.O.C.

Не смотря на существенный прогресс в области разработок лазеров на основе III-N [1,2], исследования в этой области по прежнему представляют существенный интерес. Одним из критических параметров лазеров на основе нитридов является электрическое сопротивление широкозонного p-эмиттера. Согласно литературным данным, лазеры на основе III-N с хорошими характеристиками могут быть созданы как со сплошными AlGaN эмиттерами [3-8], так и с эмиттерами на основе AlGaN/GaN сверхрешеток (AlGaN/GaN CP) [9-12], однако общей тенденцией является переход к использованию AlGaN/GaN CP ([3, 9], [5, 10, 11], [7, 12]). В то же время, само по себе использование AlGaN/GaN CP в качестве эмиттеров еще не обеспечивает низкого электрического сопротивления лазеров [13], что указывает на необходимость дальнейших исследований в этом направлении. В данной работе исследуется зонная структура и концентрация носителей AlGaN/GaN CP в зависимости дизайна сверхрешеток.

Расчет зонной структуры AlGaN/GaN CP производился путем самосогласованного численного решения уравнений Пуассона и Шредингера [14-16] с учетом энергии ионизации акцептора в GaN и AlGaN $E_{Mg} = 230$ мэВ (как в работе [17]). AlGaN/GaN CP рассматривалась как совокупность квантовых ям и барьеров, помещенная во внешнюю широкую яму. Установлено, что увеличение количества ям выше 10 не приводит к изменению ширины минизон.

Среди возможных механизмов транспорта носителей поперек слоев AlGaN/GaN CP только туннельная проводимость через барьеры может обеспечить малое падение напряжения на структуре. В работе рассчитаны параметры первой минизоны тяжелых дырок, с которыми в связан туннельный ток [18], пропорциональный ширине минизоны. Параметры рассчитанных структур приведены в таблице.

Параметры структур 1-4 иллюстрируют влияние периода и состава барьеров на свойства AlGaN/GaN CP. Увеличение состава барьеров приводит к увеличению концентрации дырок и снижению ширины минизоны. Таким образом, возможно существование оптимального, с точки зрения проводимости, состава барьеров.

Очевидным результатом является расширение минизоны при уменьшении периода CP. В то же время, уменьшение периода приводит к снижению концентрации дырок (в хорошем согласии с результатами [17]) и к увеличению числа периодов при заданной толщине эмиттера, что понижает туннельную проводимость структуры. Более того, создание короткопериодной CP с резкими интерфейсами трудноосуществимо с технологической точки зрения. Сравнение структур 3 и 5 показывает, что размытие интерфейсов практически не влияет на концентрацию

Параметры первой минизоны тяжелых дырок и концентрация носителей для ряда AlGaN/GaN CP (предполагаемая однородная концентрация акцепторов 10^{19} см⁻³).

| | Описание СР | Параметры минизоны (мэВ от уровня Ферми) | | | Параметры пространственного распределения дырок | | |
|---|---|---|--------|--------|--|-----------------------|------------|
| | | потолок | дно | ширина | концентрация, см ⁻³ | | ширина, нм |
| | | | | | максим. | средняя | |
| 1 | 1.5 nm GaN / 1.5nm Al _{0.2} Ga _{0.8} N | -102.4 | -115.8 | 13.4 | 8*10 ¹⁸ | 9*10 ¹⁷ | 0.267 |
| 2 | 1.5 nm GaN / 1.5nm Al _{0.15} Ga _{0.85} N | -114 | -137 | 23 | 3.7*10 ¹⁸ | 7.1*10 ¹⁷ | 0.37 |
| 3 | 3nm GaN / 3nm Al _{0.2} Ga _{0.8} N | -59.2 | -61.0 | 1.8 | 2.9*10 ¹⁹ | 2.76*10 ¹⁸ | 0.37 |
| 4 | 3 nm GaN / 3 nm Al _{0.15} Ga _{0.85} N | -69.4 | -72.9 | 3.5 | 1.8*10 ¹⁹ | 1.9*10 ¹⁸ | 0.37 |
| 5 | 3nm GaN / 3nm Al _{0.2} Ga _{0.8} N diffused interfaces | -55.95 | -57.95 | 2.0 | 1.5*10 ¹⁹ | 2.62*10 ¹⁸ | 0.96 |
| 6 | 2nm GaN / 4nm Al _{0.15} Ga _{0.85} N | -77 | -80 | 3 | 1.4*10 ¹⁹ | 1.3*10 ¹⁸ | 0.32 |
| 7 | 4nm GaN / 2nm Al _{0.3} Ga _{0.7} N | -40.2 | -47.0 | 6.8 | 5.6*10 ¹⁹ | 5.5*10 ¹⁸ | 0.37 |
| 8 | объемный Al _{0.1} Ga _{0.9} N | – | – | – | 2.2*10 ¹⁷ | 2.2*10 ¹⁷ | – |

дырок и ширину минизоны. То есть основное внимание при росте структуры должно быть уделено качеству материала, а не резкости интерфейсов.

Сравнение структур 3, 6 и 7 показывает также, что одним из ключевых параметров в формировании минизоны является отношение ширины ям и барьеров. Принципиально важным является также тот факт, что структуру с широкими ямами и узкими барьерами вырастить проще, так как скорость роста AlGa_N может быть существенно снижена по сравнению с GaN.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (00-02-17007, 01-02-17646, 01-02-18011), Минобразования РФ (ТОО-2.2-2337), программ НАТО (SfP-972614) и NanOp.

- [1] S. Nakamura et al., Jpn. J. Appl.Phys., Part 2 38, L226 (1999).
- [2] S. Nakamura et al., Appl. Phys.Lett 76 (1) 22 (2000)
- [3] S. Nakamura et al., Appl. Phys. Lett. 70, 1417 (1997)
- [4] A. Kuramata et al., Jpn. J. Appl. Phys. 37, L1373 (1998)
- [5] M. Kneissl et al., Phys. Stat. Sol. (a) 176, 49 (1999)
- [6] A. Tsujimura et al., Phys. Stat. Sol. (a) 176, 53 (1999)
- [7] T. Asano et al., Phys. Stat. Sol. (a) 176, 23 (1999)
- [8] M. Kuramoto et al., Phys.Stat. Sol. (a) 176, 35 (1999)
- [9] S. Nakamura et al., Appl. Phys. Lett. 72, 211 (1998)
- [10] M. Kneissl et al., Appl. Phys. Lett. 77, 1931 (2000)
- [11] M. Kneissl et al., Phys. Stat. Sol. (a) 188, 23 (2001)
- [12] T. Tojyo et al., Jpn. J. Appl. Phys. 40, 3206 (2001)
- [13] M.Hansen et al., Phys.Stat. Sol. (a) 176, 59 (1999)
- [14] M.F. Kokorev et al., Nanotechnology 12, 500 (2001).
- [15] W.V.Lundin et al., Phys. Stat. Sol. (a) 188, 885 (2001).
- [16] S.L. Chuang and C.S. Chang, Semicond. Sci. and Techn., 12, 252 (1997).
- [17] P. Kozodoy et al., Appl. Phys. Lett. 74, p. 3681 (1999)
- [18] G. Klimeck et al., Superlattices and Microstructures, 29, p.187 (2001)
- [19] P. Vennéguès, et al., Appl. Phys. Lett., 77, pp.880-882 (2000).

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В III-НИТРИДАХ

*Д.К. Нельсон**, М. А. Якобсон, Н.М. Шмидт

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Россия, d.nelson@mail.ioffe.ru

Н. Гранжан, Ж. Масси

Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications-CNRS, Rue B. Grégory, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne, France

П. Бигенвальд, А. Кавокин

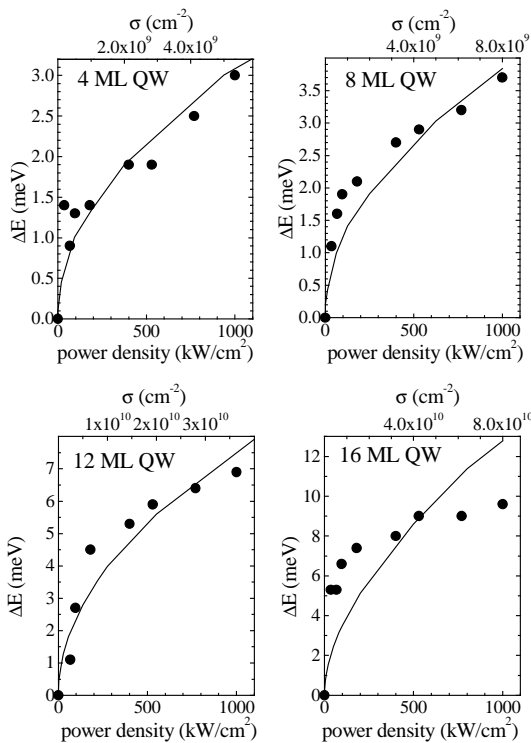
LASMEA, Université Blaise Pascal Clermont II, CNRS, 24 avenue des Landais, 63177 Aubiere Cedex, France

Настоящее сообщение посвящено исследованию влияния высокой плотности возбуждения на экситонные состояния в нитридных структурах с квантовыми ямами.

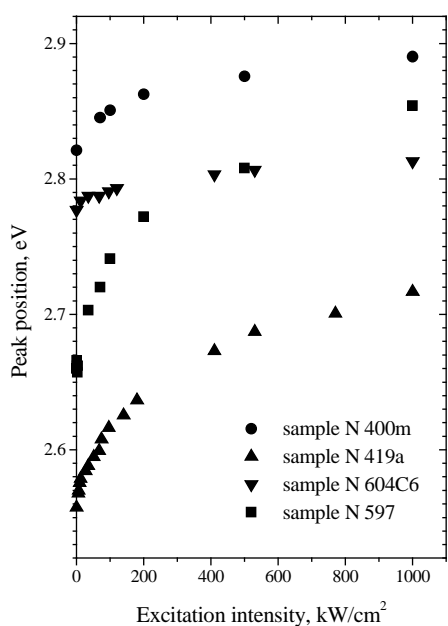
1. Структуры GaN/AlGaN. Известно [1, 2], что в квантовых ямах GaN/AlGaN, вследствие спонтанной поляризации и пьезоэлектрического эффекта, существует гигантское встроенное электрическое поле. Напряженность встроенного поля составляет величину порядка 1 МВ/см и изменяется с составом и шириной барьера. Наличие в структуре столь сильного электрического поля приводит к заметному длинноволновому сдвигу экситонных состояний - Штарк эффекту. При высокой плотности возбуждения фотовозбужденные носители могут экранировать поле, что, в свою очередь, должно проявляться в смещении пиков экситонной люминесценции в коротковолновую сторону.

Образцы для исследования представляли собой специально не легированные структуры с квантовыми ямами GaN/AlGaN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках. Ширина квантовых ям варьировалась от 4 до 17 монослоев (ML, 1 ML=2.59 Å) для различных образцов, процент алюминия в барьере Al_xGa_{1-x}N составлял x=0.09-0.13. В качестве источников возбуждения фотолюминесценции использовались импульсный азотный лазер (λ=337 нм, высокое возбуждение) и гелий-кадмиевый лазер (λ=325 нм, низкое возбуждение). Плотность возбуждения (при высоком уровне возбуждения) изменялась от 10 до 1000 кВт/см². Образцы помещались в гелиевый криостат, обеспечивающий регулировку температуры в пределах от 6 до 60 К.

При увеличении плотности возбуждения экситонный пик смещается в коротковолновую сторону. Максимальное значение этого сдвига (приблизительно 10 мэВ при плотности возбуждения 1 МВт/см² и при T=6К) наблюдалось в самой широкой яме (шириной 16 ML). В более узкой яме величина смещения оказывается меньше (~7 мэВ для квантовой ямы в 12 ML и ~4 мэВ для 8 ML и ~3 мэВ для 4 ML при тех же самых условиях). Зависимости величины коротковолнового сдвига от интенсивности возбуждения для образца с четырьмя квантовыми



ямами различной ширины представлены на Рис.1, где экспериментальные данные сопоставлены с теоретически рассчитанными для данных структур [3]. На основании данного сопоставления были определены параметры, описывающие коротковолновый сдвиг энергии экситонного перехода при росте плотности возбуждения. Коэффициенты пропорциональности между энергией межзонного перехода и концентрацией электронно-дырочных пар составили $8.3 \cdot 10^{-12}$, $1.1 \cdot 10^{-11}$, $2.2 \cdot 10^{-11}$ и $4.2 \cdot 10^{-11}$ мэВ·см² для квантовых ям шириной, соответственно 4, 8, 12 и 16 монослоев. Для тех же квантовых ям энергия связи экситона уменьшается соответственно на 10.8, 10.8, 9.7 и 7.5 мэВ при концентрации электронно-дырочных пар $8 \cdot 10^{10}$ см⁻².



2. Структуры InGaN/GaN.

Нами были также исследованы структуры с квантовыми ямами InGaN/GaN. Процентное содержание In в структурах варьировалось в пределах 15-20%, наименьшая ширина ямы составляла 5Å, наибольшая - 20-30Å. Образцы № 400m и № 419a были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии, образцы же № 604сб и № 597 эпитаксией из металлоорганических соединений с верхним р+ слоем. На Рис. 2 представлена зависимость энергетического положения пиков люминесценции от плотности возбуждения (экспериментальные условия были те же, что и при исследовании структур GaN/AlGaN). Из рисунка можно видеть, что наблюдается значительный коротковолновый сдвиг пика фотолюминесценции. Величина сдвига достигает 200 мэВ (для образца № 597), что много больше сдвигов, наблюдаемых в GaN/AlGaN. Это свидетельствует о весьма значительной роли встроенного электрического

поля в этих структурах. Для более детального понимания этих явлений в структурах InGaN/GaN необходимы дополнительные эксперименты.

В заключение, в структурах с квантовыми ямами GaN/AlGaN и GaN/InGaN наблюдался коротковолновый сдвиг пика фотолюминесценции при увеличении интенсивности возбуждения. Сдвиг обусловлен экранированием встроенного электрического поля фотовозбужденными носителями и изменением энергии связи экситона при изменении концентрации электронно-дырочных пар.

Литература:

1. N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux. Appl. Phys. Lett., **74**, 2361 (1999).
2. M. Leroux, N. Grandjean, J. Massies, B. Gil, P. Lefebvre, P. Bigenwald. Phys. Rev. B, **60**, 1496 (1999)
3. M.A. Jacobson, D.K. Nelson, N. Grandjean, J. Massies, P. Bigenwald, A. Kavokin. phys. stat. sol. (c), No. 1, 487 (2003).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА GaN И GaN/AlGaN НАНОСТРУКТУР С ИНВЕРСИОННЫМИ ДОМЕНАМИ

*Т.В. Шубина**, *В.Н. Жмерик*, *С.В. Иванов*, *П.С. Копьев*

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, дом 26, *shubina@beam.ioffe.ru

П. Хольц, *Б. Монемар*

Университет г. Линчепинга, S-581 83, Линчепинг, Швеция

А. Вааг

Университет г. Ульма, 89081, Ульм, Германия

Инверсионные домены (ИД) – области обратной полярности с характерным размером 2-30 нм, являются одним из распространенных структурных дефектов в эпитаксиальных слоях и гетероструктурах на основе GaN. Изменение полярности, т.е. последовательности чередования Ga-N атомов, осуществляется на границах ИД, располагающихся строго вдоль {1-100} плоскостей. Домены зарождаются на интерфейсе с подложкой и простираются до поверхности, пересекая квантовые ямы (КЯ), если таковые имеются. ИД наиболее часто встречаются в структурах с доминирующей N-полярностью, где они могут занимать до 50% общей площади.

Мы впервые представляем результаты систематического исследования различных структур с инверсионными доменами, которые показывают i) различие оптических свойств в областях противоположной полярности, ii) возможность достижения квантово-размерного ограничения носителей в ИД и, особенно, в местах их пересечения с КЯ. Последние, по сути, представляют собой квантовые точки (КТ), формируемые естественным путем.

Исследуемые структуры - GaN нанокolonны и GaN/AlGaN КЯ, а также сплошные

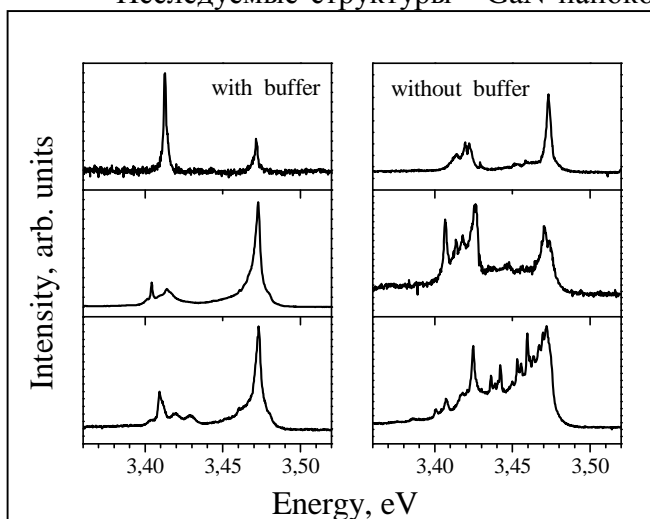


Рис. 1. Варьирование спектров микро-ФЛ между близкими точками в образцах с GaN нанокolonнами, выращенных с буфером (левая панель) и без него.

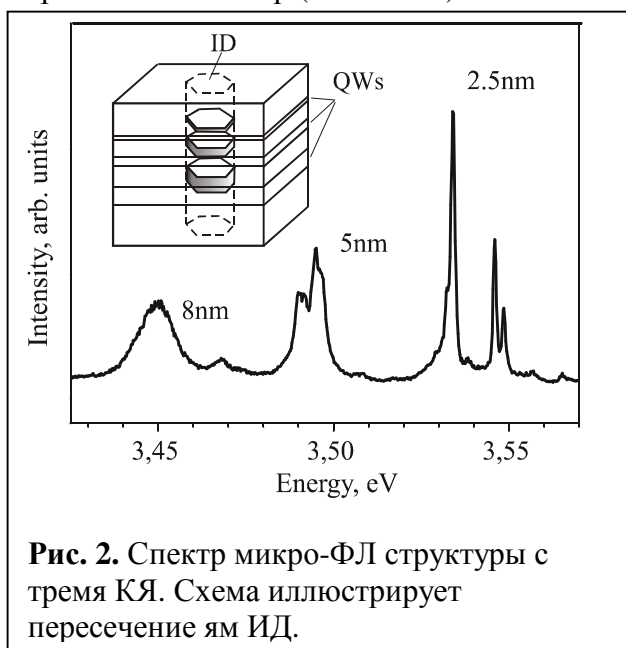
тонкие GaN слои, были выращены методом МПЭ с плазменной активацией азота. Наличие доменов было непосредственно подтверждено исследованиями просвечивающей электронной микроскопией (ПЭМ), которые позволили также определить размеры ИД, их плотность (до $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) и ее изменение в образцах.

Характерной особенностью всех структур с ИД является существование двух полос фотолюминесценции (ФЛ), причем интенсивность полосы с меньшей энергией везде оказалась напрямую зависящей от плотности доменов. Так, в эпитаксиальных слоях и нанокolonнах, помимо краевой полосы ФЛ, наблюдается полоса около 3.42 эВ, происхождение которой дискутируется до настоящего времени. Сопоставление результатов

предварительных исследований микро-катодолюминесценции в GaN нанокolonнах [1] с имеющимся ПЭМ данными [2] выявило, что она наиболее интенсивна в местах сращивания колонн, представляющих собой области скопления ИД. Исследование методом микро-ФЛ с

пространственным разрешением ~ 1.5 мкм показало, что излучение в районе 3.42 эВ является дискретным, состоящим из набора сравнительно узких линий. Число этих линий варьируется в близкорасположенных точках, а их спектральное положение и ширина зависят от типа используемого буфера (Рис. 1). По-видимому, начальные условия роста определяют характерные размеры ИД, способствуя в ряде случаев одномерной локализации носителей. Это подтверждается доминирующей линейной поляризацией части узких линий вдоль оси инверсионных доменов.

В структурах с КЯ мы обнаружили две полосы ФЛ для каждой из исследуемой ям с номинальной толщиной 2.5, 5 и 8 нм. Нижняя по энергии компонента также всегда усиливалась в местах скопления ИД. Для выявления основных факторов, определяющих зазор в 90-150 мэВ между полосами ФЛ, были проведены расчеты энергий экситонных переходов с учетом эффекта Штарка и их сопоставление с экспериментальными данными [3]. Оказалось, что к этим факторам относятся: 1) уширение ям вследствие увеличения скорости роста; 2) более сильные электрические поля, вызываемые спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией; 3) существенная релаксация напряжений в области Ga-полярных доменов. Определенный вклад может вносить потенциальный минимум на границе ИД [4]. Два первых фактора (толщина и встроенные поля) характерны для структур с КЯ, тогда как два последних, имея общий характер, определяют, по-видимому, энергетический зазор (45-60 мэВ) в тонких слоях и наноколоннах.



Обнаруженное различие КЯ при Ga и N полярности способствует латеральному ограничению носителей в области пересечения ИД с ямой, существующему наряду с ограничением AlGa_N барьерами в направлении роста. Можно предположить, что при малых диаметрах ИД характеристический размер области пересечения, особенно с узкой ямой, оказывается сравнимым с экситонным радиусом Бора (2.8 нм в GaN), приводя к сильной локализации носителей, иначе к формированию КТ. Это подтверждается результатами микро-ФЛ исследований, которые обнаружили сужение линий ФЛ от ~ 10 к 1.5-2.5 мэВ наряду с возрастанием их интенсивности при уменьшении толщины ям в спектрах 3-х-ямной структуры (Рис. 2).

Часто наблюдаемая дублетная структура узких линий является еще одним свидетельством сильного ограничения носителей в местах пересечения, поскольку изменение интенсивности составляющих при увеличении плотности накачки и температуры соответствуют ожидаемым для экситонных комплексов (трионов) в квантовых точках.

- [1] G. Pozina, et al., IPAP Proc. of ICNS, Nagoya, Japan, 409 (2000).
- [2] V. V. Mamutin et al., Physics of the Solid State 43, 151 (2001).
- [3] T.V. Shubina et al., Phys. Rev. B, to be published (2003).
- [4] V. Fiorentini, Proc. 26th ICPS, 331 (2002).

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ, ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ GaN/InGaN С ЛЕГИРОВАНИЕМ ВЕРХНЕГО КОНТАКТНОГО СЛОЯ GaN МАРГАНЦЕМ

А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков*

ФГУП «Гиредмет» г. Москва, E-mail: Polyakov@girmet.ru

S.J. Pearton, F. Ren, J. Kim, M.E. Overberg, G.T. Thaler, C.R. Abernathy

University of Florida, Gainesville, FL 32611, USA

Недавние исследования показали, что легирование нитрида галлия марганцем до концентрации около 3 атомных процентов позволяет получить магнитный полупроводник с температурой Кюри около 270К. Марганец может вводиться как ионной имплантацией, так и при выращивании методом молекулярной эпитаксии. Такой материал представляет большой интерес для использования в разных спинтронных устройствах, одним из которых может служить спин-светодиод. В данной работе приводятся результаты предварительных исследований двух типов таких спин-светодиодов. В первом типе спин-активный инжектирующий слой создавался за счет имплантации (и последующего отжига) ионов марганца с энергией 250 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ в контактный слой p-GaN стандартной светодиодной структуры GaN/InGaN, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии. Во втором типе методом МОС-гидридной эпитаксии выращивалась обращенная структура с p-GaN внизу, с активной областью с пятью квантовыми ямами GaN/InGaN, а затем методом МЛЭ доращивался контактный слой n-GaN, верхняя часть которого легировалась марганцем. Измерялись ВАХ, ВФХ, адмиттанс-спектры, спектры МКЛ и ЭЛ, спектры РСГУ и распределение интенсивности МКЛ по площади таких структур.

Показано, что в обоих типах структур возможно получение электролюминесценции, однако спин-светодиоды характеризуются большим последовательным сопротивлением, приводящим к резкому возрастанию порогового напряжения, необходимого для наблюдения электролюминесценции. Кроме того, в случае структур, полученных ионной имплантацией, наблюдалось возрастание концентрации центров безызлучательной рекомбинации в активной области светодиода и контактном слое p-GaN, а для структур второго типа отмечалась сильная неоднородность состава твердого раствора InGaN в квантовых ямах, вызванная более низким качеством сильно легированного магнием слоя p-GaN, на котором выращивался активный слой с квантовыми ямами в обращенных структурах, по сравнению с обычным n-GaN в стандартных светодиодах.

Работа во ФГУП «Гиредмет» выполнялась при поддержке РФФИ (грант № 01-02-17230).

ТУННЕЛЬНАЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В P-N- ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ И ДРУГИХ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА A^{III}B^V

В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, 119992 Москва.
yunovich@scon175.phys.msu.su

Дано обобщение экспериментальных результатов о туннельном излучении (диагональном туннелировании), полученных как для p-n-гетероструктур на основе GaN, так и для p-n-структур на основе кубических полупроводников A^{III}B^V: GaAs, InP, GaSb и (Ga,In)Sb.

В спектрах электролюминесценции светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN, выращенных MOSVD-методом различными технологическими группами: Nichia (Япония), Hewlett Packard (США), CRHEA CNRS (Франция), – проявляется полоса туннельной излучательной рекомбинации [1-3]. Туннельное излучение в спектральном диапазоне 1.9 – 2.7 эВ проявляется при малых токах (J<0.2 mA). Максимум туннельной полосы $\hbar\omega_{\max}$ соответствует падению напряжения на p-n-гетеропереходе eU . Этот эффект, обратный эффекту Франца-Келдыша, возникает при высоких электрических полях в активном слое – квантовых ямах InGaN - и в барьерах AlGaIn, GaN. Ранее это явление наблюдалось для других полупроводников A^{III}B^V и было описано теорией диагонального туннелирования [4, 5]. Спектр туннельной излучательной рекомбинации может быть описан выражением:

$$I(\hbar\omega) \propto \frac{\hbar\omega}{E_g - \hbar\omega} \cdot \frac{\hbar\omega - eU}{\exp\left(\frac{\hbar\omega - eU}{m k T}\right) - 1} \cdot \exp\left(-\frac{4}{3} \left(\frac{E_g - \hbar\omega}{E_0}\right)^{3/2}\right), \quad (1)$$

где E_g – эффективная ширина запрещенной зоны, m – параметр, зависящий от соотношения эффективных масс. Знаменатель в показателе экспоненты E_0 определен в теории эффекта Франца-Келдыша:

$$E_0 = [(\hbar/(2m^*_{cv})^{1/2}) \cdot eE]^{2/3}, \quad (2)$$

m^*_{cv} – комбинированная эффективная масса, а E – электрическое поле в области перекрытия волновых функций электрона и дырки. Уравнение (1) хорошо описывает форму спектров туннельного излучения в гетероструктурах на основе вьюрцитных кристаллов нитридов III группы.

Возникновению эффекта способствуют пьезоэлектрические поля (Рис.1). Модельная аппроксимация формы спектров дает среднее значение электрического поля E в активной области $0.5 \div 1.5 \cdot 10^6$ В/см. Параметр E_0 , определенный из зависимости интегральной интенсивности от тока (≈ 70 мЭВ), согласуется с оценками электрического поля.

Диагональное туннелирование не наблюдается в структурах с высоким квантовым выходом излучения, например, в высокоэффективных светодиодах с модулированно-легированными квантовыми ямами.

Спектры светодиодов на основе GaN сравнены со спектрами туннельного излучения светодиодов на основе GaAs, InP [4, 5] и GaSb [6, 7]. Уравнение $\hbar\omega_{\max} = eU$ описывает экспериментальные данные в различных полупроводниках A^{III}B^V в широком диапазоне, от инфракрасной до фиолетовой области, 0.5 - 2.7 эВ (Рис.2).

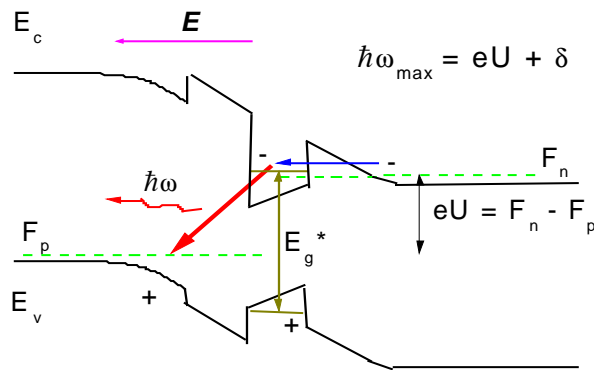


Рис.1. Энергетическая диаграмма гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN с пьезоэлектрическими полями в ямах и барьерах.

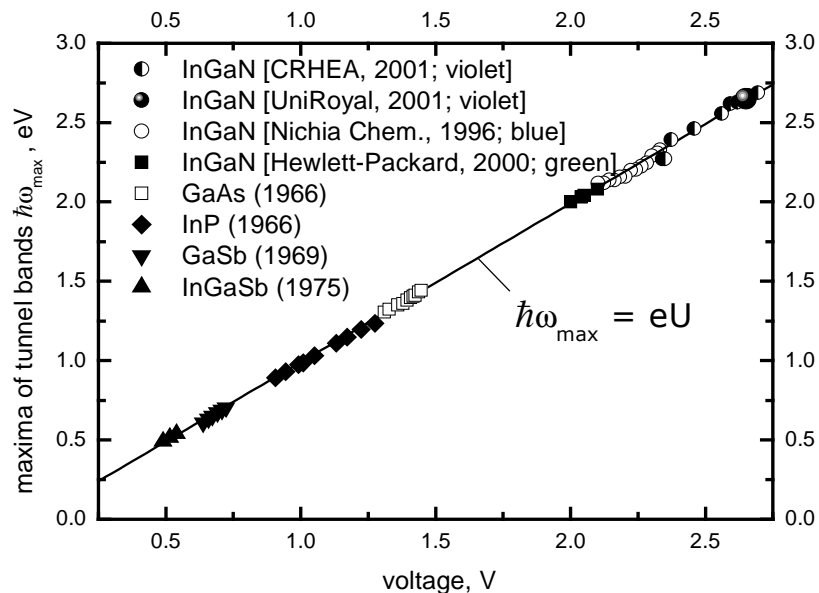


Рис.2. Положение максимума спектров туннельного излучения $\hbar\omega_{\max}$ в зависимости от приложенного напряжения U для светодиодов на основе GaN в сравнении с аналогичными данными на кубических полупроводниках $A^{III}B^V$: GaAs, InP [4, 5], GaSb [6] и (Ga,In)Sb [7].

[1] А.Е.Юнович, В.Е.Кудряшов, А.Н.Туркин, М.Лерoux, С.Далмассо. MRS Fall Meeting 2002 Abstracts, L11.4, Boston, 2002.

[2] А.Е.Юнович, В.Е.Кудряшов, А.Н.Туркин, М.Лерoux, С.Далмассо. 26 Workshop on Comp. Semiconductor devices held in Europe, Chernogolovka, 2002. Paper II.13.

[3] В.Е.Кудряшов, К.Г.Золина, А.Н.Ковалев, Ф.И.Маняхин, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович. ФТП, 1997, **31**, N11, с. 1304-1309.

[4] А.Э.Юнович, А.Б.Ормонт. ЖЭТФ, 1966, т. 51, N 11, с.1292-1305.

[5] Т.Н.Морган. Phys. Rev., 1966, Vol.148, N 2, pp.890-903.

[6] В.М.Стучебников, А.Э.Юнович. ФТП, 1969, **3**, N9, с. 1293.

[7] А.И.Лебедев, И.А.Стрельникова, А.Э.Юнович. ФТП, 1976, **10**, N7, с. 1304.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ InGaN/GaN С МОДУЛИРОВАННО-ЛЕГИРОВАННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

*С.С.Мамакин, С.С.Обыдена, А.Э.Юнович**

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
yunovich@scon175.phys.msu.su

*А.Б.Ватмана, Ф.И.Маняхин**

Московский государственный институт стали и сплавов, 119991, Москва,
Ленинский просп., д.4. E-mail: fman@misis.ru

Исследованы распределение заряженных центров $N(W)$, квантовый выход излучения и спектры люминесценции голубых и зеленых светодиодов (СД) на основе р-п – гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN [1, 2, 3].

Множественные квантовые ямы (МКЯ) InGaN/GaN были модулированно-легированы донорами Si в GaN барьерах, так что электроны от доноров находились в квантовых ямах InGaN. Распределения $N(W)$ были определены по параметрам динамической барьерной емкости гетеродинным методом. Концентрация доноров и акцепторов на границе р-п перехода были порядка $N_A \geq 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \gg N_D \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

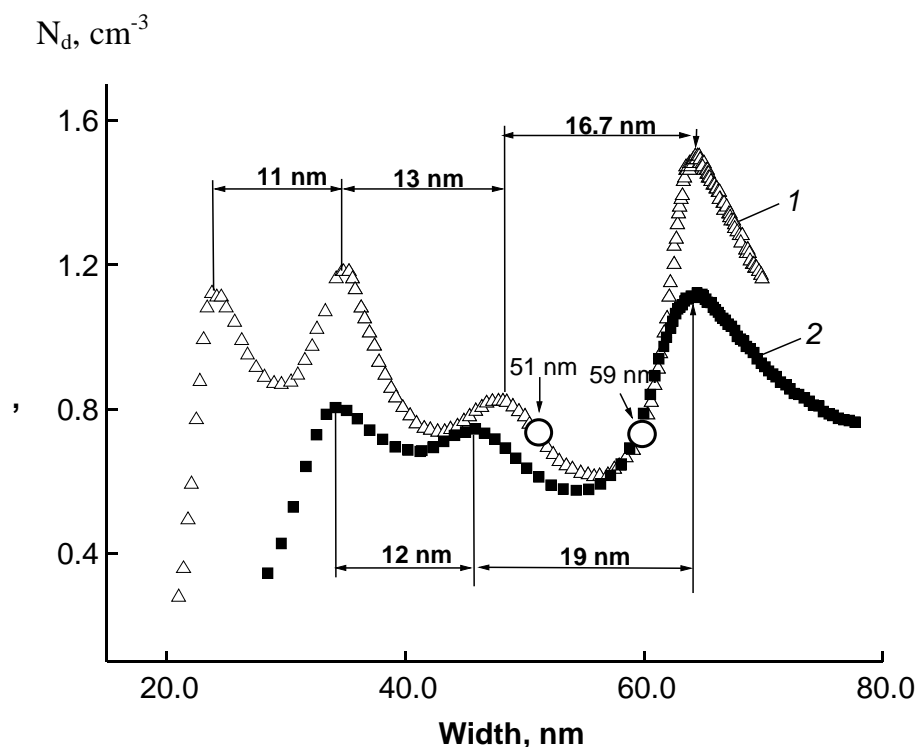


Рис.1

Функции $N(W)$ имели по 4 периодических максимума и минимума с периодом $11 \div 18$ нм, в соответствии с условиями роста и легирования МКЯ со стороны п-области структуры с точностью по координате W порядка длины экранирования (2-3 нм). (См. рис.1; кружками отмечены положения края ОПЗ в отсутствие смещения). Построена энергетическая диаграмма гетероструктуры.

Сдвиги спектральных максимумов с изменением тока $J = 10^{-6} \div 3 \cdot 10^{-2}$ А для этих СД малы (3÷12 мэВ для СД голубого и 20÷50 мэВ для СД зеленого свечения), намного меньше, чем для СД с нелегированными квантовыми ямами [4]. Это объясняется экранированием пьезоэлектрических полей электронами в квантовых ямах. Квантовый выход излучения в зависимости от тока достигает максимума при плотности тока 3-7 А/см² и коррелирует с изменением распределения заряженных центров и особенностями вольтамперных характеристик. Характеристики J(V) при большой плотности тока описываются теориями двойной инжекции.

Для СД большой площади (порядка 10⁻² см²), перевернутого р-областью к теплоотводу ("flip-chip"), и имеющего зеркало со стороны р-области [3], были исследованы спектры в диапазоне токов 0.1 - 360 мА (рис.2). Коротковолновый спад спектральной полосы изменялся с током; повышение T достигало 500°K при 360 мА. Светоотдача диода достигала 50 лм/Вт.

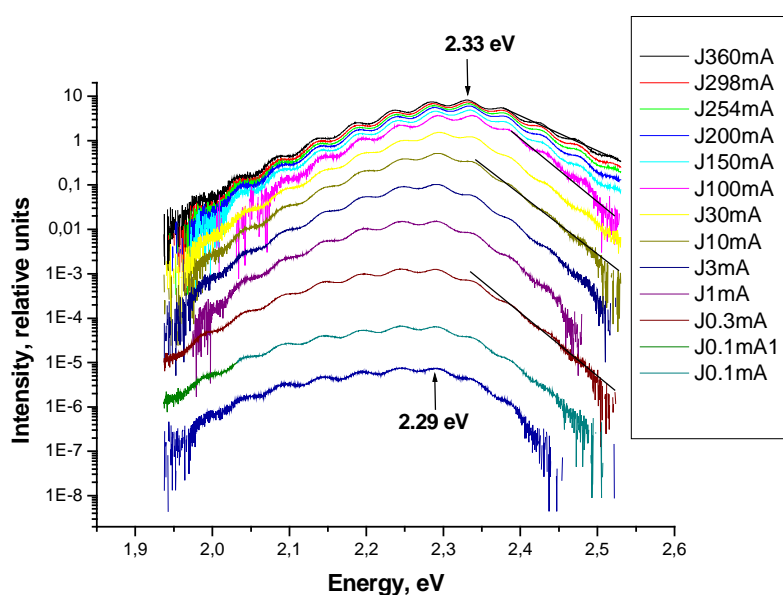


Рис. 2. Спектры люминесценции мощного зеленого СД при изменении тока в интервале 0.1 - 360 мА.

1. A.E.Yunovich, F.I.Manyakhin, S.S.Mamakin, A.B.Vattana, N.Gardner, W.Goetz, M.Misra, S.Stokman. MRS Symp. Proc., **722**, 71-75 (2002)
2. С.С.Мамакин, А.Э.Юнович, Ф.И.Маняхин, А.Б.Ваттана. ФТП, в печати (2003).
3. S.A.Stokman, A.Y.Kim, M.Misra, P.Grillot, L.Cook, R.Mann, W.Goetz, M.R.Krames, D.Steigerwald, D.Collins, P.S.Martin, J.Sun, S.Watanabe. MRS 2002 Fall Meeting, Symp. L, Abstr. L8.1.
4. В.Е.Кудряшов, С.С.Мамакин, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, А.Н.Ковалев, Ф.И.Маняхин. ФТП, **35**, 861-868 (2001).

СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

М.Г.Варешкин, В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, 119992 Москва,
yunovich@scon175.phys.msu.su

Н.А.Гальчина, Л.М.Коган

ООО "ОПТЭЛ", Москва, E-mail: levkogan@mail.ru

Н.П.Сощин

НИИ «Платан», г. Софрино, Московская область.

Исследованы спектры люминесценции, цветовые характеристики и эффективность светодиодов (СД) белого свечения на основе голубых СД с гетероструктурами InGaN/AlGaIn/GaN, покрытых люминофорами из алюмо-иттриевых гранатов с ионами Ce^{3+} и Gd^{3+} [1, 2]. Голубое излучение СД возбуждало желто-зеленый люминофор; сумма голубой и желто-зеленой полос давала белый цвет. Разработана программа расчета характеристик СД, позволяющая анализировать координаты цветности (x, y) в обычной и равноконтрастной системе МКО, доминирующую длину волны λ_d , относительную чистоту цвета (Cc), коррелированную цветовую температуру (КЦТ) и обрабатывать большие массивы данных.

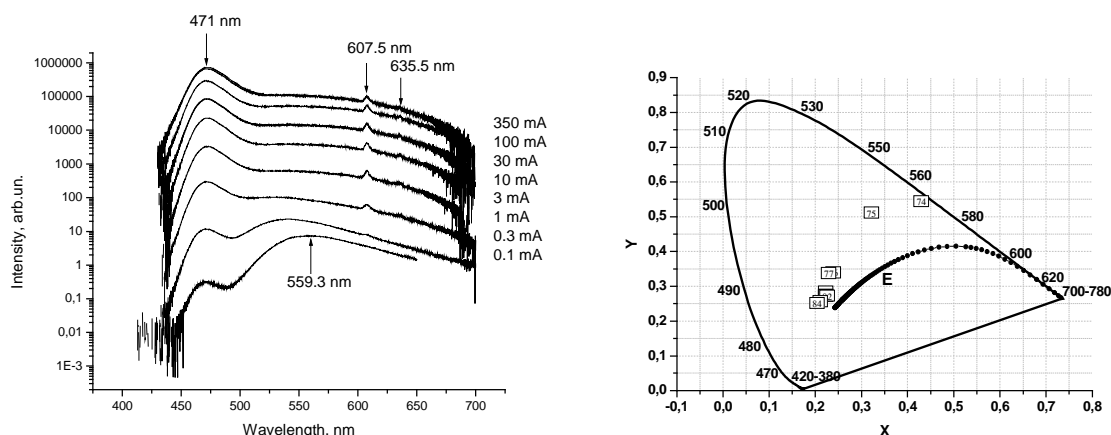


Рис1.Спектры белого светодиода при токах от 0,1 до 350 мА .

Рис.2 Цветовые координаты белого светодиода на цветовой диаграмме МКО при токах J: (74)-0.1 мА, (75)-0.3 мА, (76),(77)-1 мА, (78)-3 мА, (79)-10 мА, (80),(81)-30 мА, (82)-100 мА, (83)-300 мА, (84)-350 мА.

Исследованы характеристики излучения белых светодиодов, изготовленных из импортных чипов. Исследованы спектры электролюминесценции в широком диапазоне токов, эффективность и цветовые характеристики светодиодов. Показано, как изменения спектров СД с длиной волны 460-470 нм при изменении тока до 350 мА влияют на цветовые координаты спектров. СД попадают в область белого цвета см. рис.2.

Особенностью спектров является нелинейная зависимость интенсивности свечения люминофора от интенсивности возбуждающего света (Рис.1). Соотношение интенсивностей в максимумах синей и желтой полос изменяется от 0.04 при токе 0.1 мА до 3 при токе 1 мА. При токах выше 1 мА это соотношение составляет около 5, а соотношение интегральных интенсивностей при токах 30 – 100 мА составляет около 1.5.

Эта особенность особенно сильно проявляется в цветовых характеристиках СД. При малых токах 0.1 – 3 мА цветовые координаты на диаграмме МКО лежат далеко от области белого света и кривой Планка Е (Рис.2). При увеличении тока цветовые координаты стабилизируются в области белого света несколько выше кривой Планка (Е).

Можно предположить, что нелинейное возбуждение люминофора связано с присутствием в нем двух типов уровней с различной концентрацией, которые передают возбуждение ионам Ce^{3+} и Gd^{3+} . Центры с меньшей концентрацией быстро насыщаются при увеличении тока и дают вклад в нелинейную часть зависимости излучения люминофора от тока.

[1] 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).

[2] Л.М.Коган. Светотехника, N 6, 11-15 (2000).

ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ И АМПЕР-ЯРКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Ф.И. Маняхин, А.Б. Ватмана, Л.О. Мокрецова

Московский Государственный институт стали и сплавов (технологический университет).
119991, Москва, Ленинский просп., д.4, e-mail: fman@misis.ru

Получены вольт-амперные (ВАХ) и ампер-яркостные (АЯХ) характеристики серийных светодиодов (СД) на основе гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) AlGaIn/InGaIn/GaN синего, зеленого и белого (с люминофором) свечения, AlInGaP красного и оранжевого свечения и AlGaAs/GaAs красного и инфракрасного свечения в диапазоне изменения прямых токов светодиодов $1 \cdot 10^{-7}$ до $1 \cdot 10^{-1}$ А.

Анализ распределений неподвижных заряженных центров в менее легированной области р-п перехода показывает, что у всех СД в области перехода от р- к n-слою имеется компенсированная область, в которой концентрация заряженных центров $N_i \ll N_d, N_a$. Ширина этой области от $4 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-5}$ см для различных типов структур и обратно пропорциональна степени легирования слоев.

ВАХ и АЯХ светодиодов представлены на рис.1 и рис.2. соответственно. Обобщая характер ВАХ СД на основе широкозонных полупроводников с КЯ можно сказать, что они соответствуют ВАХ р-і-п диодных структур, на которых можно выделить области инжекции в КЯ и ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя R_i . Отмечено, что показатель $m = q\Delta U / kT\Delta \ln I_L$ неидеальности ВАХ СД на основе AlGaIn/InGaIn/GaN значительно больше 2, табл.1, что свидетельствует о существенном влиянии сопротивления компенсированного слоя на процесс инжекции, а также модуляции его сопротивления инжектируемыми носителями заряда на экспоненциальном участке роста тока.

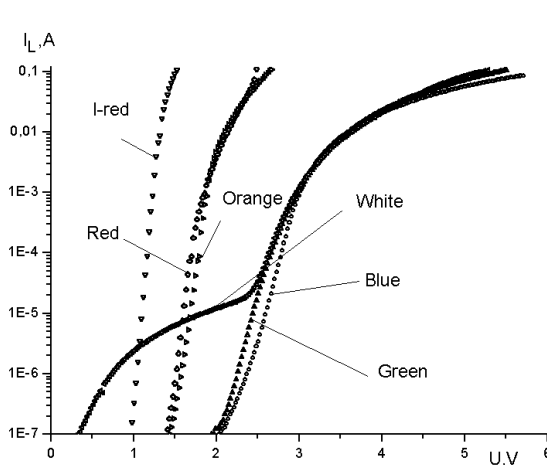


Рис.1

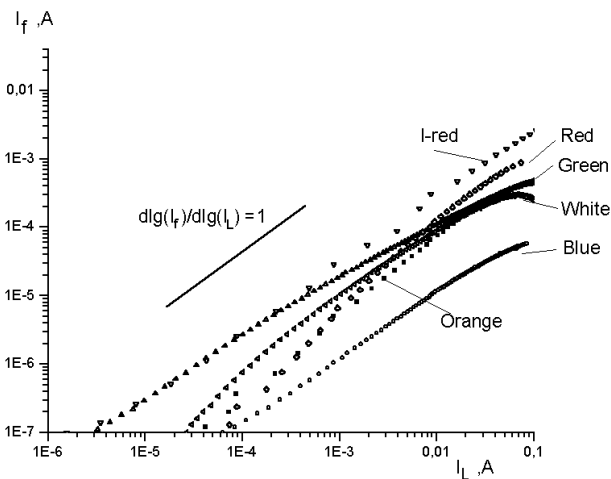


Рис.2

В области ограничения тока последовательным сопротивлением, где ВАХ описывается выражением $(I - I_k) = A(U - Uk)^a$, значения степенного показателя a , табл.1, указывают на различные механизмы токопротекания [1] в зависимости от ширины компенсированного слоя и материала полупроводника структуры СД. Из рис.1 видно, что величина сопротивления компенсированного слоя зависит от ширины запрещенной зоны материала полупроводника.

Таблица 1.

| | White | Blue | Green | Orange | Red | I-red |
|--|-------|------|-------|--------|------|-------|
| m | 3.40 | 3.20 | 3.40 | 3.40 | 1.40 | 1.05 |
| $\Delta \lg I_f / \Delta \lg I_L$ (b) | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.0 | 1.5 | 1.0 |
| a | 2.0 | 2.0 | 2.0 | 3.0 | 3.0 | 2.0 |

У ряда светодиодов при относительно малых напряжениях смещения наблюдается участок туннельного тока. В [2] показано, что одной из причин возникновения этого тока является адсорбция заряда на поверхности кристалла в области выхода p-n перехода на поверхность и возникновение физического p-n перехода большой площади, через который осуществляется туннелирование посредством поверхностных уровней.

При малых и средних значениях тока для всех СД, кроме СД красного диапазона, наблюдалась линейная зависимость силы света от тока. Для СД красного диапазона сила света зависела от тока по степенному закону с показателем степени $b=3/2$, что указывает на преобладание излучательной рекомбинации в компенсированном слое [3]. На АЯХ в области больших плотностей тока $J > 80 \text{ А/см}^2$ у светодиодов на основе широкозонных AlGaIn/InGaIn/GaN и AlInGaP наблюдается спад силы света при дальнейшем повышении плотности тока. Причиной этого является нагрев области p-i-n перехода и, как следствие, снижение внутреннего квантового выхода. Более сильный спад силы света при высоких плотностях тока наблюдается у СД белого свечения, что связано с понижением эффективности преобразования излучения люминофором при его нагреве.

Проведенные исследования показали, что нагрев компенсированной области СД структур снижает эффективность излучения уже при относительно малых плотностях тока 20-40 А/см^2 . В режиме ограничения тока последовательным сопротивлением компенсированного слоя определяющим механизмом переноса тока является дрейф, а рекомбинация преобладает в i-области.

1. И.В. Рыжиков. Электронная техника. Сер.2 Полупроводниковые приборы. №6, 47, (1972)
2. Ф.И.Маняхин, А.Б.Ваттана, И.В.Рыжиков, В.С.Абрамов. Материалы Всероссийской конференции "Нитриды галлия, индия, алюминия - структуры и приборы" в журнале "Светодиоды и лазеры". №6, 26, (2001).
3. И.В.Рыжиков. Электронная техника. Сер.2 Полупроводниковые приборы. №5, 29, (1971).

ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ПРОТЕКАНИЯ ПРЯМОГО ТОКА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЦЕНТРОВ В СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ AlGaN/InGaN/GaN С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Ф.И. Маняхин, А.Б. Ватмана

Московский Государственный институт стали и сплавов (технологический университет).
119991, Москва, Ленинский просп., д.4, e-mail: fman@misis.ru

Протекание прямых токов большой плотности через светодиодные структуры (СД) вызывает изменение распределения неподвижных заряженных центров в области р-п перехода и как следствие изменение квантового выхода из-за образования точечных дефектов в этой области.

В [1] были исследованы структуры AlGaN/InGaN/GaN р-і-п⁺ типа синего и зеленого свечения с одиночными квантовыми ямами, в которых относительно слабо легированный активный слой AlGaN/GaN, содержащий квантовую яму і-InGaN, имел проводимость р-типа. В качестве акцептора применялся Mg. При плотности прямого тока J=80 А/см² заметные изменения в распределении концентрации заряженных центров в р-слое до 15-20% наблюдали за период 100-300 часов. Объяснение наблюдавшемуся эффекту было дано с привлечением модели взаимодействия решетки р-слоя с горячими электронами, которые приобретают дополнительную энергию в поле компенсированного слоя р-і-п перехода. Было показано, что изменения в распределении ЗЦ связано с протеканием двух процессов: доактивацией Mg за счет разрыва его связей с Н, и образованием собственных точечных дефектов, создающих безизлучательные центры рекомбинации. Суперпозиция этих процессов обуславливает характер изменения концентрации ЗЦ во времени: в начальный период 100-200 часов концентрация ЗЦ растет и растет квантовый выход; в последующий длительный период до 2000 часов концентрация ЗЦ падает, а вместе с ней падает и квантовый выход.

В данной работе исследования влияния длительного протекания тока на характер распределения ЗЦ были продолжены на многоямных структурах AlGaN/InGaN/GaN р⁺-і-п типа с легированными барьерами. В качестве легирующей примеси использован Si. Типичный вид распределения для этих структур приведен на рис.1.

Через светодиоды пропускали прямой ток плотностью 80 А/см² при комнатной температуре в течение 1300 часов. Через некоторые промежутки времени измеряли распределение концентрации ЗЦ и вольт-амперные характеристики. Изменения концентрации заряженных центров в различных областях многоямных структур приведены на рис.2 и рис.3.

Полученные зависимости свидетельствуют, что характер изменения концентрации ЗЦ в исследованных структурах сохраняется, но в отличие от одноямных структур типа р-і-п⁺ в многоямных структурах типа р⁺-і-п изменения концентрации менее существенны – до 10%. Кроме того, период начального изменения концентрации заряженных центров для них значительно больше и составляет 300-600 часов. Причем, как и для одноямных структур, СД зеленого свечения обнаруживают большую стойкость к длительному протеканию прямого тока большой плотности.

Вместе с этим не обнаружено сколько-нибудь существенного изменения силы света за указанный период времени, что свидетельствует о том, что изменения концентрации в большей степени связаны с перераспределением заряженных центров в области КЯ, нежели с образованием точечных дефектов.

Основываясь на модели механизма изменения концентрации заряженных центров в области р-і-п перехода, согласно которому точечные дефекты в менее легированном слое

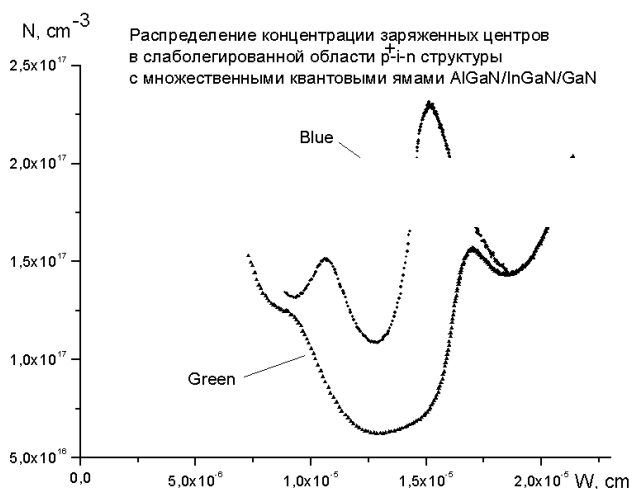


Рис.1

примеси использован Si, который практически не создает компенсированные комплексы в GaN и ведет себя более стойко к воздействию горячих электронов.

образуются вследствие взаимодействия горячих электронов с атомами решетки, можно сказать следующее.

Во-первых, из-за того, что в активный слой, где расположены КЯ, инжектируются дырки, свободный пробег горячих носителей заряда меньше, чем у электронов. Поэтому наибольшая скорость накопления точечных дефектов происходит в компенсированном слое, в отличие от структур типа $p-i-n^+$. Во-вторых, и что более существенно, в исследованных структурах типа p^+-i-n в n -слое в качестве легирующей

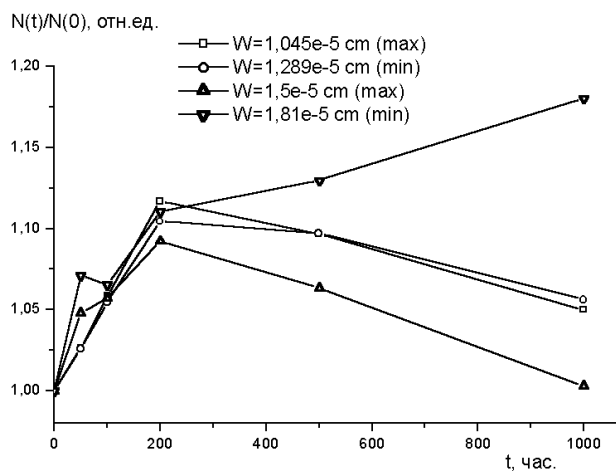


Рис.2

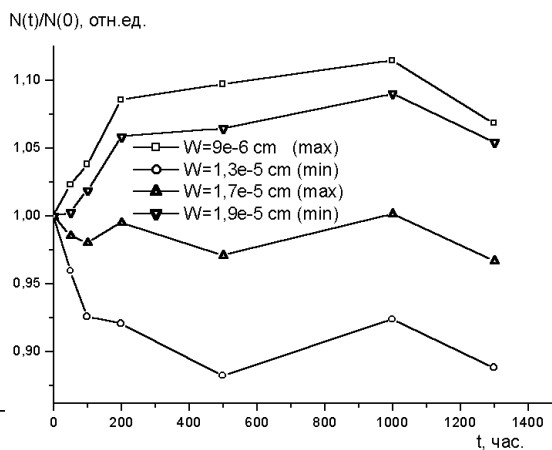


Рис.3

Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что исследованные структуры AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами типа p^+-i-n обладают высокой стойкостью к длительному протеканию прямого тока повышенной плотности вследствие малой скорости накопления точечных дефектов в области КЯ и незначительного изменения концентрации ЗЦ, определяемого свойствами легирующей примеси.

1. F.I. Manyakhin, A.N. Kovalev, A.E Yunovich. MRS Ynternet J. Nitride Semicond. Res. 3, 53, (1998).

ADVANCED CHARACTERIZATION STUDIES OF SAPPHIRE (0001) SUBSTRATE MISORIENTATION EFFECTS ON GaN-BASED OPTOELECTRONIC DEVICE DEVELOPMENT

D.I. Florescu, D.S. Lee, V. Merai, A. Parekh, D. Lu, J.C. Ramer, A. Gurary, I. Eliashevich and E. Armour

EMCORE CORPORATION (www.emcore.com)145 Belmont Drive, Somerset, NJ 08873, USA

III-nitride semiconductors have found applications in a variety of devices such as light emitting diodes (LEDs) and laser diodes (LDs), high-power electronic devices, and detectors.¹ To obtain maximum brightness from LEDs and LDs, a highly uniform and smooth surface of the epitaxial GaN film is required. In particular, control of surface roughness is one of the most important targets in fabricating light-emitting devices because surface macrostep patterns can produce a large propagation loss.

Surface morphology of the epitaxial GaN film depends on various growth conditions such as nitridation of the substrate,² growth conditions of the buffer layer,³ ramping conditions before GaN epitaxial growth,⁴ and misorientation of the substrate.⁵⁻⁷ Earlier studies have reported the relationship between the misorientation angle of the sapphire substrate from the *c*-plane and the macrostep pattern of the epitaxial GaN film.⁵

This study serves two purposes. First, a reliable method for analyzing the sapphire misorientation magnitude, direction, and orientation based on atomic force microscopy (AFM) and X-ray diffraction (XRD) is developed. Second, the sapphire substrate misorientation effects on typical individual layers of the blue/green GaN-based LED structure are investigated by AFM, XRD, and room temperature photoluminescence (PL). More precisely, MOCVD-grown *n*-GaN epi, InGaN multiple quantum well (MQW) structures, and *p*-AlGaIn/GaN layers are compared for sapphire (0001) substrates with misorientation angles between 0.10 deg and 0.30 deg miscut towards the *m* or *a* planes. Figures 1a and 1b present typical optical microscope images of two *n*-GaN epi layers grown under similar conditions on sapphire substrates with miscut angles of 0.10 deg and 0.25 deg, respectively. A much smoother surface is found for the layer grown on the higher miscut substrate, as observed in Fig. 1b. Figures 2a and 2b show 50 x 50 μm^2 AFM scans of two different *p*-GaN layers grown in the same experiment on substrates with misorientation magnitudes of 0.11 deg and 0.30 deg, respectively. Better surface morphology is found for the material grown on the 0.30 deg miscut substrate, as observed in Fig. 2b. An optimal sapphire substrate misorientation configuration improving GaN-based LED structures based on these optical, structural, and morphological observations is suggested.

¹ H. Morkoc, Nitride Semiconductors and Devices, Springer, ISBN 3-540-64038-x (1999).

² K. Uchida, A. Watanabe, F. Yano, M. Kouguchi, T. Tanaka, and S. Minagawa, J. Appl. Phys. **79**, 3487 (1999).

³ H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, Appl. Phys. Lett. **48**, 353 (1986).

⁴ C.F. Lin, G.C. Chi, M.S. Feng, J.D. Guo, J. S. Tang, and J.M. Hong, Appl. Phys. Lett. **68**, 3758 (1996).

⁵ T. Yuasa, Y. Ueta, Y. Tsuda, A. Ogawa, M. Taneya, and K. Takao, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, L703 (1999).

⁶ K. Hiramatsu, H. Amano, I. Akasaki, H. Kato, N. Koide, and K. Manabe, J. of Cryst. Growth **107**, 509 (1991).

⁷ P.A. Grudowski, A.L. Holmes, C.J. Eiting, and R.D. Dupuis, Appl. Phys. Lett. **69**, 3626 (1996).

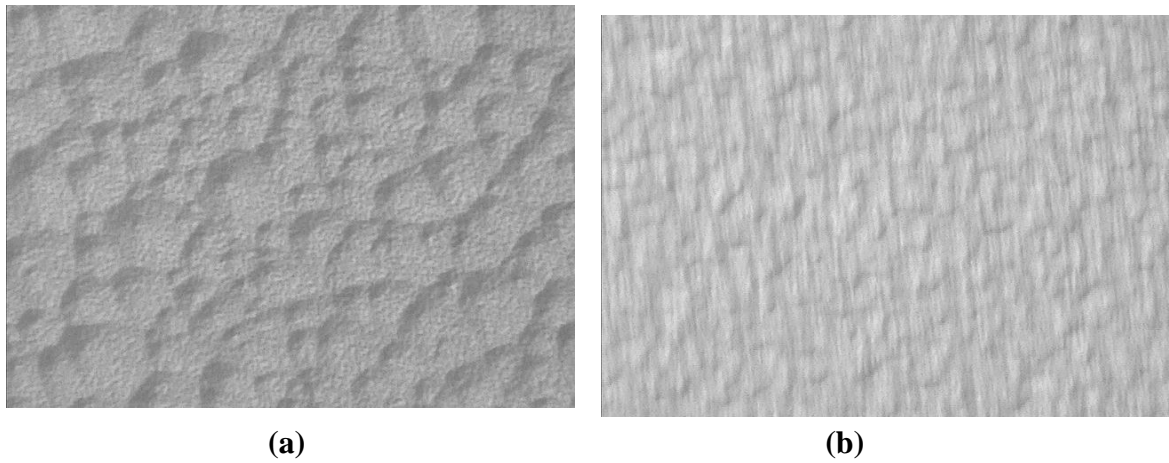


Fig. 1 Typical 50x optical microscope images of *n*-GaN on sapphire miscut (a) 0.10 deg and (b) 0.25 deg

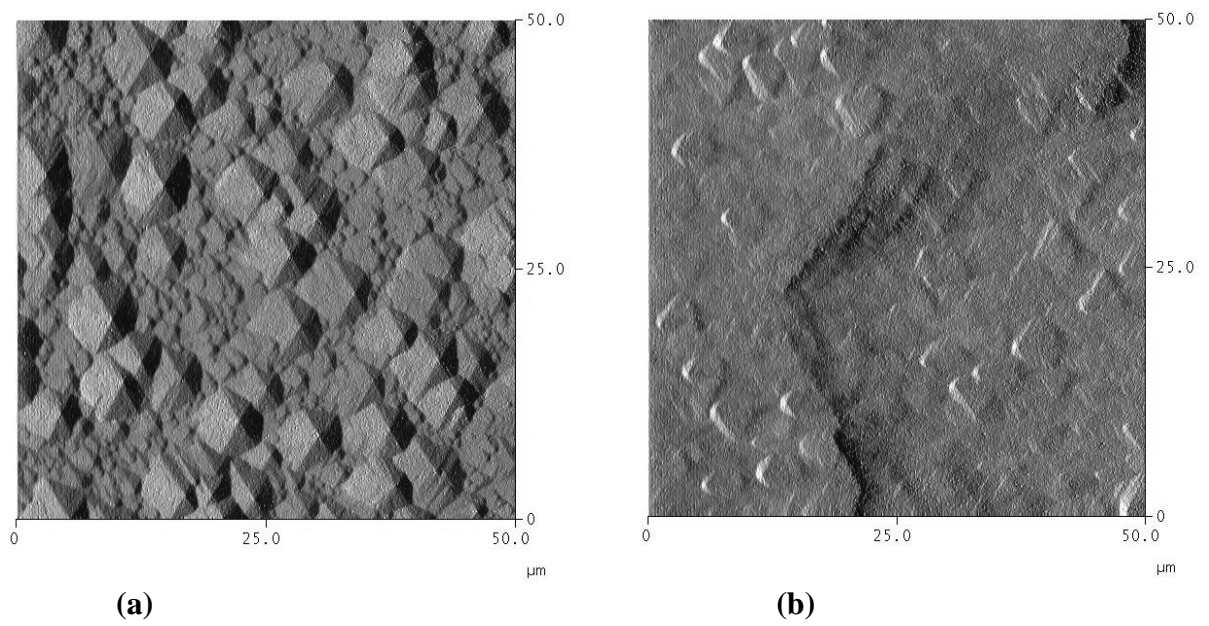


Fig. 2 AFM scans ($50 \times 50 \mu\text{m}^2$) of *p*-GaN on sapphire miscut (a) 0.11 deg and (b) 0.30 deg

ПАРАМЕТРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЁВ Ш-НИТРИДОВ И ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР, СВЯЗАННЫЕ С КАЧЕСТВОМ ПОДГОТОВКИ САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖЕК

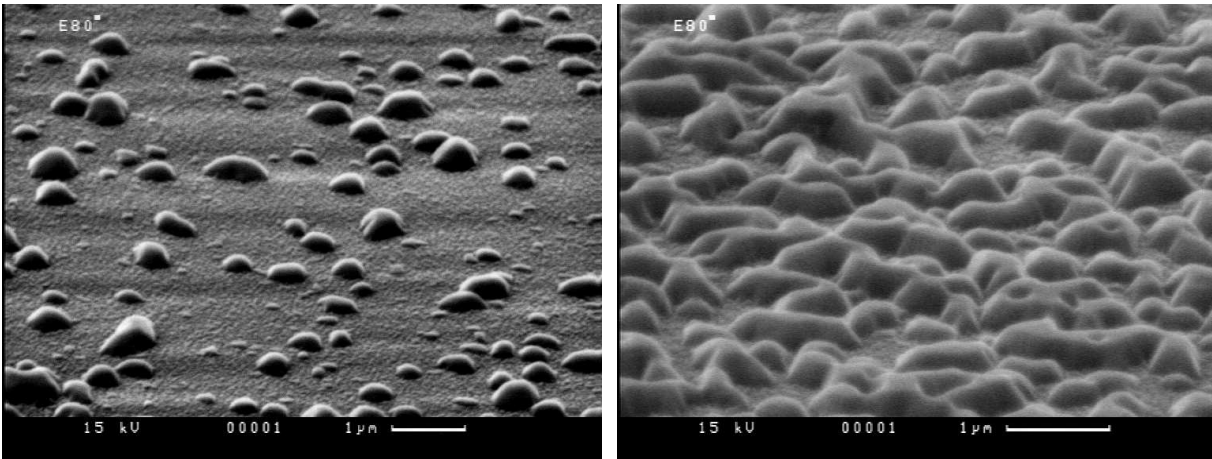
*Н.М. Шмидт**, А.А. Анкудинов, С.Ю. Белова, А.Н. Бесюлькин, М.С. Дунаевский, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, В.В. Ратников, А.В. Сахаров, А.А. Титков, А.С. Усиков
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия
Natalia.Shmidt@mail.ioffe.ru

С.П. Черных

Агентство технологических исследований "ЮниСаф",
Москва, Зеленоград, 103536, Россия

Хорошо известно, что качество подготовки поверхностей полупроводниковых пластин играет важную роль в получении приборных структур с заданными свойствами и с высоким процентом выхода годных приборов. В технологии Ш-нитридов, в силу специфики процесса выращивания и больших рассогласований (~13%) параметров сапфировой подложки и слоёв Ш-нитридов, качество подготовки поверхности играет ещё большую роль. При этом критерии качества подготовки поверхностей сапфировых подложек "epiready" не сформулированы до конца и являются коммерческой тайной фирм-поставщиков. Процесс получения таких подложек, наряду с полировкой и отмывкой, включает в себя высокотемпературный отжиг. Имеющийся мировой опыт технологии Ш-нитридов показывает, что параметры слоёв и приборных структур существенно зависят от особенностей зародышевого слоя, формируемого на начальной стадии роста. Различные структурные нарушения на поверхности сапфира приводят к образованию металлических капель галлия уже на стадии формирования зародышевого слоя и развитию структурных дефектов-микропапов и дефектов упаковки в эпитаксиальном слое. Кроме того, угол разориентации поверхности сапфировой подложки и высокотемпературная обработка сапфира способствуют формированию рельефа поверхности, который может облегчить или, наоборот, затруднить процесс сращивания зародышей. Результаты исследований по влиянию качества подготовки сапфировых подложек на параметры эпитаксиальных слоёв и приборных структур в литературе практически отсутствуют.

В связи с этим работа была построена следующим образом: наряду со стандартным контролем качества морфологии поверхности сапфировых пластин проводился сравнительный контроль параметров отдельных слоёв GaN и светодиодных структур на основе MQW InGaN/GaN, выращенных в одном процессе на подложках разных фирм. Выращивание слоев и структур осуществлялось методом эпитаксии из металлоорганических соединений при пониженном давлении. На подложках и выращенных слоях и светодиодных структурах исследовалась морфология поверхности с помощью профилометра VEECO и атомно-силового микроскопа, структурное совершенство - методами рентгеновской дифрактометрии, электрические и оптические свойства. Проведенные исследования показали, что важную роль играет процесс создания микрорельефа на высокотемпературной стадии обработки поверхности подложки. Слишком глубокий рельеф или его отсутствие приводят к возникновению областей трехмерного роста. Эти области меняют характер релаксации краевых и винтовых дислокаций и приводят к формированию или плохо сросшейся или плохо упорядоченной (т.е. содержащей домены с большими углами наклона и разворота) мозаичной структуры. На рисунке показана начальная стадия роста эпитаксиального слоя GaN на подложках с разной глубиной рельефа. Оба слоя выращивались в одном процессе. Следствием формирования плохо упорядоченной



Изображение поверхности буферного слоя, выращенного в одном процессе на сапфировых подложках, выпускаемых разными фирмами

мозаичной структуры является ухудшение электрических и оптических свойств эпитаксиальных слоев и светоизлучающих структур.

Сравнительные исследования на эпитаксиальных слоях и светоизлучающих структурах, выращенных в одном процессе на подложках разных фирм показали, что подвижность носителей заряда в таких слоях может отличаться в несколько раз, положение основного пика фотолюминесценции может быть сдвинуто до 10-20 мэВ. Наиболее сильные изменения наблюдаются в спектрах электролюминесценции светоизлучающих структур: вместо одного максимума, положение которого соответствует содержанию In в твердом растворе InGaN, на подложках с плохо упорядоченной мозаичной структурой наблюдается несколько максимумов, свидетельствующих о распаде твердого раствора.

STRUCTURAL PROPERTIES OF GaN-ON-SAPPHIRE-TEMPLATES GROWN BY HVPE

V.A. Soukhoveev, D.V. Tsvetkov, M.M. Mastro, A.I. Pechnikov, Y.V. Shapovalova,
O.V. Kovalenkov, G.H. Gainer, and A. S. Usikov^{(1)*}

TDI, Inc., Silver Spring, MD 20904, *usikov@tdii.com

⁽²⁾ on leave from Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg 124091, Russia

One of the challenges remaining in the epitaxial growth of III-N materials is the absence of a suitable lattice-matched substrate. Due its high growth rate and high material quality, hydride vapor phase epitaxy (HVPE) is the method of choice for fabricating GaN quasi-bulk material and GaN templates for use as substrates for III-N device structure growth. The aim of this work is to study the optical and structural properties of HVPE-grown GaN-on-sapphire templates both undoped and doped with Si. The properties of HVPE GaN layers grown homoepitaxially on the templates were also under consideration.

Fig. 1 shows the full width at half maximum (FWHM) of the X-ray rocking curve (ω -scan, (00.2) reflection) as a function of the GaN thickness and the Si-doping level. The FWHM is a figure of merit for crystal quality. The template structural quality improves with increasing layer thickness and decreasing Si doping. The plot area in Figure 1 is divided into three regions. For GaN layers thinner than 5-6 μm (region I), small changes in layer thickness (due to unexpected variation in growth conditions, for example) result in noticeable variation of ω -scan FWHM. This leads to non-reproducibility and scatter of structural properties of the grown layers. Region II in Fig.1 denotes optimal thickness range for crack-free templates. The proper selection of initial growth conditions can extend this range to larger thicknesses. For region III, template bending for GaN layers thicker than 10 μm influences the reliability of XRD data. For all other measurement conditions being the same (slit width, reflection used, measurement point etc.), the bending can effectively increases the sample region where x-ray diffraction takes place, leading to variations in rocking curve parameters.

It was noticed critical thickness for crack formation is reduced from 30 μm for undoped GaN to 2 to 4 μm for heavily Si-doped GaN with a N_D-N_A concentration higher than $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. This is due to the influence of Si doping level on strain in HVPE-grown GaN layers. Fig. 2 shows the relation between the c and a lattice constants for both undoped and doped GaN layers with a thickness in the range from 2 to 7 μm . Variation of c/a ratio with silane flow rate is given in Fig.3. Experimental data in Fig.2 agrees well with a linear approximation. Moreover, it was found that the c/a ratio deviates little from the average value of 1.629 as it can be seen in Fig.3. This is indicative that these layers have a volume conserving distortion of the unit cell and is mainly under biaxial compressive stress. Some scatter of experimental is attributed to the presence of a hydrostatic stress component in the form of point defects (for undoped GaN layers) and dopant (for Si-doped GaN layers). The dashed lines in Fig. 2 denote the c lattice constant for bulk GaN (typically, $c=5.1864 \text{ \AA}$ and $a=3.189 \text{ \AA}$). It is seen that biaxial stress can reverse sign in heavily Si doped GaN layers ($N_D-N_A > 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). This fact seems to explain the small critical thickness for crack formation in Si-doped layers. To grow heavily Si-doped GaN layers on sapphire substrates with improved structural properties, a thick undoped GaN layer can be combined with a thin GaN cap layer doped with Si. HVPE homoepitaxial growth of undoped GaN layers on GaN-on-sapphire templates improves the structural crystal quality and surface morphology.

ЗАМЕНИТЬ СТРАНИЦУ НА ИСХОДНУЮ

СПЕКТРЫ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ, ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЛСТЫХ СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ И ОТДЕЛЕННЫХ ОТ ПОДЛОЖКИ.

А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков*
ФГУП «Гиредмет», г. Москва, E-mail:polyakov@girmet.ru

D.C. Look, Z-Q. Fang
Semiconductor Research Center, Wright State University, Dayton, Ohio 45435, USA

S.S. Park, J.H. Han
Samsung Advanced Institute of Technology, P.O. Box 111, Suwon, Korea, 440-600

Были исследованы ВФХ, ВАХ, спектры РСГУ, спектры МКЛ, диффузионные длины неосновных носителей тока и картины распределения МКЛ и наведенного тока НТ в толстых (300 мкм) образцах нитрида галлия, отделенных от подложки. Плотность дислокаций со стороны, обращенной к подложке («азотная» сторона), составляла в этих образцах около $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, со стороны, в которую росла пленка («галлиевая» сторона)- около $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Концентрация электронов составляла около 10^{16} см^{-3} , причем с обеих сторон примерно до

0,5 мкм от поверхности концентрация была снижена до примерно $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ из-за влияния нарушенного слоя, созданного в процессе сухого травления, используемого для получения гладкой морфологии. В области этих нарушенных слоев концентрация глубоких электронных ловушек очень заметно повышена по сравнению с объемной концентрацией в глубине образца. При сравнении объемных спектров глубоких электронных и дырочных ловушек у «галлиевой» и «азотной» поверхности обнаружено, что концентрация большинства центров заметно выше со стороны с более высокой плотностью дислокаций. Это коррелирует с более высоким временем жизни неосновных носителей тока и с более низким обратным током диодов Шоттки с «галлиевой» стороны по сравнению с «азотной».

При изучении картин распределения НТ с поверхности образцов и картин МКЛ по сколу структур обнаружены темные области или, соответственно, темные линии, имевшие плотность, близкую к плотности дислокаций, так что, по-видимому, дислокации в таком материале служат центрами повышенной скорости безызлучательной рекомбинации.

Работа во ФГУП «Гиредмет» выполнялась при частичной поддержке РФФИ (грант 01-02-17230).

ВЛИЯНИЕ МОРФОЛОГИИ ПОРИСТОЙ ПОДЛОЖКИ GaAs НА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ПЛЕНОК GaN, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ РАДИКАЛО-ЛУЧЕВОЙ ГЕТТЕРИРУЮЩЕЙ ЭПИТАКСИИ.

**Кидалов В.В., Ревенко А.С.*

Бердянский государственный педагогический университет 71100 Бердянск, Украина E-mail: kid@bdpi.berdyansk.net; kid32@rambler.ru

Сукач Г.А.

Институт физики полупроводников НАН Украины 01237 Киев, Украина

Получение качественных пленок нитрида галлия n- и p- проводимости позволило создать эффективные полупроводниковые диоды и лазеры [1]. В настоящее время GaN, применяемый в промышленных приборах имеет гексагональную структуру. Благодаря прогрессу в получении качественных пленок GaN кубической модификации, интерес к β -GaN значительно возрос. Метастабильная кубическая фаза GaN может быть выращена на различных подложках GaAs, Si, 3C-SiC, MgO. Основными проблемами при этом является обеспечение однофазности пленок GaN, и снижение уровня их дефектности из-за несоответствия периода решетки пленки и подложки. Одним из возможных направлений решения этой проблемы, как предложено в работе [2], является применение мягких подложек. В этой работе продемонстрирована возможность получения пленок GaN на пористых монокристаллах GaAs методом молекулярно пучковой эпитаксии.

Цель данной работы исследование свойств пленок GaN полученных методом радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии (РЛГЭ). Главное отличие метода РЛГЭ от классической эпитаксии в том, что один компонент поступает из газовой фазы (азот в атомарном виде), а второй (галлий) геттерируется из объема обрабатываемого кристалла.

Образцы пористого GaAs (por-GaAs) были получены электролитическим анодным травлением n-GaAs (111) в 40% растворе HF. При такой ориентации GaAs каналы травления образовывались перпендикулярно поверхности (111) образца. Из результатов сканирующей электронной микроскопии было определено расстояние между соседними порами и диаметр пор, на основании этого была определена пористость (степень пористости изменялся от 19% до 75%). Было установлено, что степень пористости уменьшается с повышением концентрации раствора HF и уменьшением плотности тока.

На начальных этапах анодной обработки по результатам сканирующей электронной микроскопии скорость роста разных пор, различна. Однако с течением времени скорость роста пор становится одинаковой и внутренняя граница раздела пористый GaAs – подложка является почти идеальной.

Выращивание GaN проводилось на установке радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии, подробно описанной в работе [3]. Однако установка, описанная в этой работе, была усовершенствованна. Для получения радикалов азота (энергия связи азота 9,76 эВ) использовался генератор СВЧ, так как в этом случае может быть достигнута еще более эффективное использование мощности, чем при УВЧ разряде.

Толщина, и морфология пленки GaN исследовалась на сканирующем электронном микроскопе S-806 с разрешением 50 Å и атомно силовом микроскопе (АСМ).

Для возбуждения ФЛ использовался импульсный азотный лазер ИЛГИ-503 с длиной волны 337,1 нм и длительностью импульса 10 нс. Спектры анализировались с помощью монохроматора МДР-12 управляемого компьютером.

В спектре ФЛ пленки GaN (при комнатной температуре) выращенной на пористом кристалле GaAs наблюдается полоса 361 нм и широкая полоса в видимой области спектра интенсивность которой сильно зависит от степени пористости подложки.

Результаты, эксперимента, показывают, что лучшее качество имеет пленка GaN, выращенная на пористом кристалле GaAs со степенью пористости 25%. В спектре ФЛ этих пленок наблюдается интенсивная полоса 361 нм и широкая полоса в видимой области спектра интенсивность, которой сильно зависит от степени пористости подложки.

Исследования зависимости толщины пленки GaN от времени отжига проводились на сканирующем электронном микроскопе (поперечные сколы). В результате исследований было установлено, что максимальная толщина пленки GaN достигает 1 мкм, при этом скорость роста максимальна на начальных этапах и убывает с течением времени.

Исследование угловой зависимости рентгеновской дифракции для диапазона углов $2\theta = 25^\circ - 45^\circ$ показало наличие дифракционного пика $2\theta = 39,8^\circ$ соответствующего отражению от плоскости (002) кубического GaN. Дифракционного пика $2\theta = 34,6^\circ$ соответствующего отражению от плоскости (0002) гексагональной фазы GaN не наблюдалось.

Поверхностная морфология пористых подложек GaAs и пленки GaN полученной на этой подложке исследовалась на атомно силовом микроскопе. Как видно, поверхность пленки GaN является относительно гладкой, отсутствуют резко выступающие бугры, так и значительные углубления. Степень шероховатости поверхности пленки GaN оценивали, сравнивая расстояние между двумя точками по поверхности пленки и расстояние между этими точками по горизонтали. Для пленок GaN величина отношения этих величин - 1,9.

На основе полученных результатов можно сделать вывод - на пористых подложках GaAs (111) получены пленки GaN. Фотолюминесценция пленок GaN зависит от пористости подложки GaAs.

Работа выполнена при поддержке программы (проект 04.07/256) Министерством образования и науки Украины.

Литература

S.Nakamura, S.Nagahama, N.Iwasa, T.Yamada, T.Matsushita, H.Kiyoku, Y.Sugimoto. Appl. Phys. Lett., 68, 2105 (1996).

С.В.Иванов, С.Г.Конников, П.С. Копьев. Письма в ЖТФ. 25(1), 3 (1999).

Т.В.Бутхузи, А.Н.Георгобиани, Е.Заде-Улы, Б.Т.Эльтазаров, Т.Г.Хулордова. Тр. ФИАН, 182. 140 (1987).

ЛЕГИРОВАНИЕ МАГНИЕМ В МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.А. Воробьев, В.В. Кораблев*

СПГТУ 195251, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, Россия, type@bk.ru

С.Ю. Карнов

Софт-Импакт, а/я 33, пр.Энгельса 27, 194156 С.-Петербург, Россия

Благодаря своим уникальным физическим характеристикам (прямоzonность, ширина запрещенной зоны, варьируемая с составом соединений от 1.9 до 6.2 эВ, наличие спонтанной поляризации и сильного пьезоэффекта, высокая теплопроводность, возможность получения материалов как n-, так и p-типа и т. д.), нитриды III группы находят все более широкое применение в современной твердотельной электронике и оптоэлектронике. Основными технологиями выращивания приборных нитридных гетероструктур являются МОС-гидридная и молекулярно-пучковая (МПЭ) эпитаксии. В последнем случае в зависимости от используемого источника активного азота различают МПЭ из плазмо-активированного азота и аммиака. Однако, несмотря на многолетнее применение этих эпитаксиальных технологий, многие их аспекты все еще остаются слабо изученными. Среди них – легирование магнием GaN и твердых растворов на его основе.

В данной работе предложена теоретическая модель легирования GaN магнием в МПЭ из активированного азота и аммиака. Модель основана на предположении о квазиравновесии между атомами, адсорбированными на ростовой поверхности и находящимися в объеме кристалла. Это квазиравновесие определяет конкурентное вхождение Ga и Mg в твердую фазу в соответствии с парциальными константами равновесия. По этой причине коэффициент сегрегации Mg становится зависимым от покрытия ростовой поверхности адатомами Ga. Этот факт, в свою очередь, определяет зависимость эффективности внедрения примеси от V/III-отношения в падающих потоках. Показано, что при скоростях роста GaN, используемых на практике, режим прямого захвата примеси растущей поверхностью, при котором темп вхождения Mg зависит только от его падающего потока и скорости роста кристалла, может реализоваться только при низких температурах. Кроме того, из-за высокой летучести Mg не накапливается на ростовой поверхности в значительных концентрациях, как это предполагалось в ряде публикаций. В данной работе определена температурная зависимость коэффициента сегрегации путем сравнения теоретических предсказаний с экспериментальными данными по эффективности внедрения Mg в GaN при МПЭ из плазмо-активированного азота [1]. В качестве независимого сравнения с экспериментом мы использовали данные о легировании GaN магнием в МПЭ из аммиака [2]. Результаты сравнения представлены на Рис.1. Детальный анализ показывает, что предлагаемая модель легирования хорошо описывает экспериментально наблюдаемые тенденции – падение эффективности вхождения Mg с температурой и ее увеличение с ростом V/III-отношения в падающих потоках (Рис.2). Проведенное сравнение МПЭ из плазмо-активированного азота и аммиака показало, что с точки зрения легирования эти технологии различаются, в основном, типичным значением используемого при росте V/III-отношения (~1 для плазмо-активированного азота и ~4-5 для аммиака), которое влияет на поверхностное покрытие Ga и, тем самым, на внедрение Mg в GaN.

На наш взгляд, предлагаемая модель легирования имеет достаточно общий характер и мало использует специфику рассматриваемого эпитаксиального процесса (МПЭ). Поэтому отдельный интерес представляет обобщение модели на случай МОС-гидридной эпитаксии, что планируется сделать в ближайшем будущем.

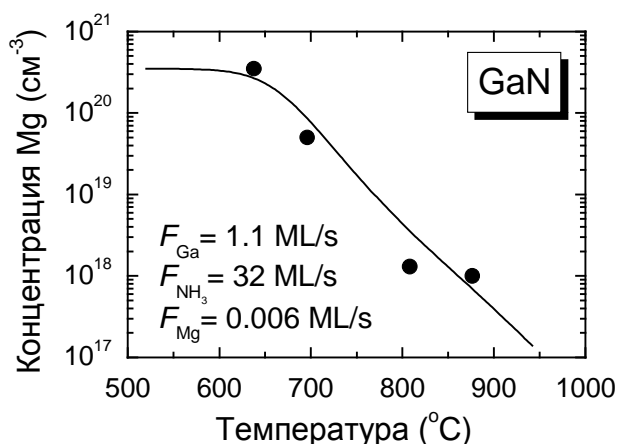


Рис.1. Зависимость концентрации магния от температуры выращивания GaN с помощью аммиачной МПЭ: сравнение теории (линия) с экспериментом (точки) [1].

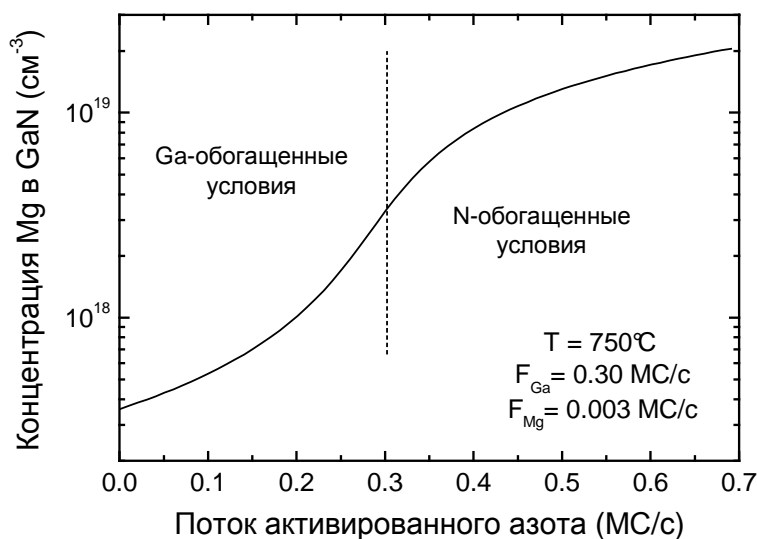


Рис.2. Зависимость концентрации магния в GaN от потока плазмо-активированного азота при заданном потоке Ga.

Литература

- [1] D.J. Dewsnip, J.W. Orton, D.E. Lacklison, L. Flannery, A.V. Andrianov, I. Harrison, S.E. Hooper, T.S. Cheng, C.T. Foxon, S.N. Novikov, B.Ya. Ber, and Yu.A. Kudriavtsev, *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 927 (1998).
- [2] M. Kamp, M. Mayer, A. Pelzmann, K.J. Ebeling, *MRS J. Nitride Semicond. Res.* **2**, 26 (1997).

РОСТ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СОЕДИНЕНИЙ InN И $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x=0-1$) МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА

В.Н. Жмерик*, ***Т.В. Шубина***, ***В.А. Векшин***, ***В.Ю. Давыдов***, ***В.В. Ратников***,
С.В. Иванов, ***П.С. Копьев***

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, дом 26, jmerik@ioffe.ioffe.rssi.ru

Б. Монемар

Университет г. Линчепинга, S-581 83, Линчепинг, Швеция

Рост оптически активных соединений InN и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ является важной практической задачей, поскольку эти соединения определяют нижнюю границу рабочего диапазона оптоэлектронных приборов на основе A^3N . Особенную актуальность эти исследования приобретают после недавних сообщений о наблюдении в InN , выращенном различными технологическими методами, фотолюминесценции (ФЛ) в области 0.7 эВ, что позволяет предположить меньшую ширину запрещенной зоны InN , чем считалось ранее [1].

В данной работе представлены результаты по особенностям роста оптически активных в ИК диапазоне In -содержащих соединений методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА). Особенностью использовавшейся нами технологии является возбуждение в ростовой камере установки МПЭ ПА интенсивной низкоэнергетичной азотной плазмы при использовании т.н. «плазменного протяженного» режима возбуждения удаленного N_2 -активатора RF-ССМ с высокочастотным емкостным магнетронным разрядом [2]. Вследствие того, что генерация различных химически активных частиц азота (возбужденных молекул, атомов и ионы), происходит в результате электрон-молекулярных столкновений в газовой фазе и не зависит от температуры подложки, удается существенно снизить температуры эпитаксиального роста ($<500^\circ\text{C}$). Это является особенно критичным в случае роста In -содержащих соединений с низкой температурой диссоциации. Кроме того, можно предположить повышение поверхностной подвижности атомов III-группы в результате бомбардировки поверхности растущего слоя низкоэнергетичными ионами азота. И, наконец, при этом режиме в оптических эмиссионных спектрах (ОЭС) N_2 -плазмы в ростовой камере установки обнаруживаются линии, связанные с излучением электронно-возбужденных атомов In , наиболее сильная из которых (451 нм) не совпадает с азотно-связанными линиями, что позволяет *in-situ* контролировать стехиометрические условия роста.

Для роста InN и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ использовались подложки (0001) Al_2O_3 , отожженные и нитридизованные при температуре подложки $T_{\text{п}}=700^\circ\text{C}$. Для формирования тонкого буферного слоя AlInN использовалось осаждение низкотемпературного ($T_{\text{п}}=300^\circ\text{C}$) слоя InN с его последующим высокотемпературным ($T_{\text{п}}=700^\circ\text{C}$) отжигом под воздействием N_2 -плазмы [3]. Для роста основного слоя InN использовались различные $T_{\text{п}}$ от 400 до 490°C . Рост $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ происходил при различных потоках Ga и постоянных $T_{\text{п}}=450^\circ\text{C}$ и потоке In равном $4.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и обеспечивающим скорость роста $\text{InN} \sim 0.4 \text{ мкм} \cdot \text{ч}^{-1}$.

Было установлено, что слои InN , выращенные при относительно низких температурах роста ($T_{\text{п}}=400^\circ\text{C}$), характеризуются низким структурным совершенством, что подтверждается низким отношением в Рамановских спектрах $E_2^2/A_1(\text{LO})$ и наличием в них линий, связанных с дефектами. Полуширина рентгено-дифракционного пика $\text{InN}(0002)$ превышает 1000 угл. сек.

Улучшение структурных характеристик потребовало повышения ростовых температур. При этом было обнаружено, что при используемом буферном слое рост основного слоя не может быть начат при $T_p > 450^\circ\text{C}$ и поэтому в начале роста использовалось постепенное ($0.5^\circ\text{C}/\text{мин}$) повышение температуры от 400° до рабочей. С целью минимизации отрицательных эффектов разложения InN, приводящего к десорбции азота и кластеризации In, а также для обеспечения двумерного характера роста при подъеме температуры использовался непрерывный мониторинг ОЭС и картины дифракции быстрых электронов. Это позволяло регулировать необходимые потоки N_2 и In. Полученные в результате слои InN по сравнению с низкотемпературными слоями характеризовались более интенсивной ИК ФЛ, смещенной в длинноволновую область, что иллюстрируется Рис. 1.

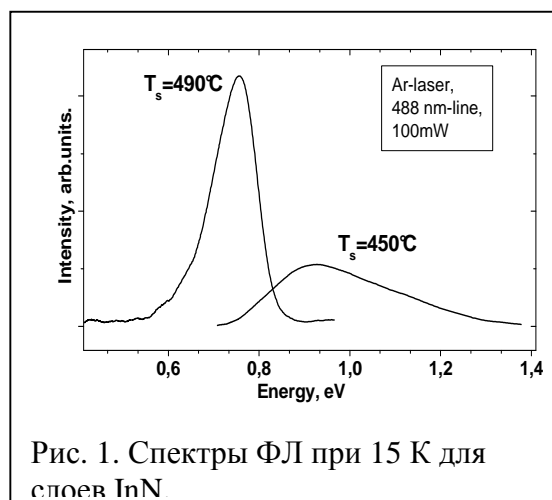


Рис. 1. Спектры ФЛ при 15 К для слоев InN

Хотя природа этой люминесценции нуждается в детальном изучении, следует отметить, что, как правило, увеличение ее интенсивности сопровождалось возрастанием отношения $E_2^2/A_1(\text{LO})$ в рамановских спектрах, существенным подавлением в них дефектно-связанных линий, а также сужением РД пика InN(0002) до 787 угл.сек.

При росте тройных соединений было обнаружено, что добавление к постоянному потоку In различных потоков Ga, сопровождаемое монотонным возрастанием его содержания в слоях, не приводит к возрастанию скорости роста соединения, что иллюстрируется рис. 2.

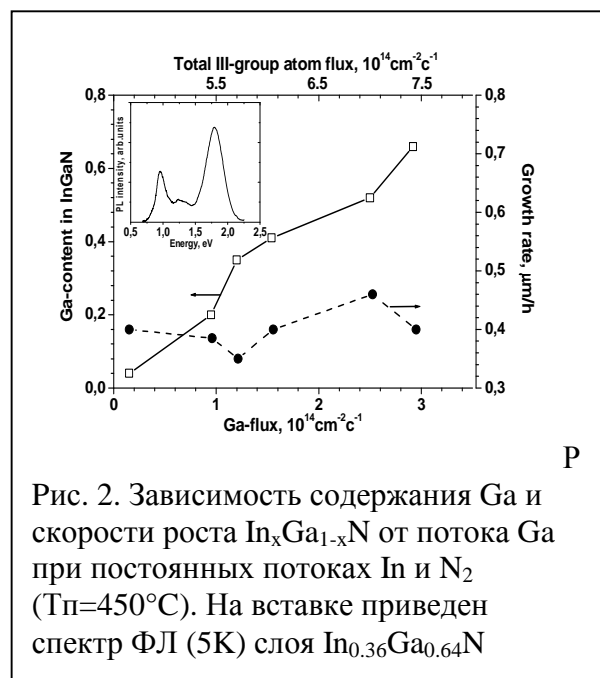


Рис. 2. Зависимость содержания Ga и скорости роста $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ от потока Ga при постоянных потоках In и N_2 ($T_p=450^\circ\text{C}$). На вставке приведен спектр ФЛ (5K) слоя $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{N}$

р

Исследование с помощью сканирующего электронного микроскопа не обнаружили признаков микрокапельной фазы на поверхности, несмотря на относительно высокий поток атомов III-группы $(\text{Ga}+\text{In})/\text{N} > 1$. Это позволяет предположить наличие десорбции In, которая, учитывая относительно низкие температуры роста может быть связана с воздействием N_2 -плазмы на поверхность во время роста. В то же время энергия ионов была достаточно низкой для обеспечения оптической активности данных слоев. Следует отметить, что спектр, приведенный на вставке Рис. 2, содержит две компоненты, что при отсутствии явных признаков разложения на фазы является

индикатором сложной природы ФЛ в слоях с большим содержанием InN.

Литература:

- [1] V.Yu. Davydov et al., phys. stat. sol. (b) 234, 787 (2002).
- [2] V.N. Jmerik et al., phys.stat.sol (a) 188, 615 (2001).
- [3] V.V. Mamutin et al., phys.stat.sol (a) 176, 247 (1999).

МЕХАНИЗМЫ МОС-ГИДРИДНОГО ОСАЖДЕНИЯ AlGaN

*А.В. Лобанова**, *Е.В. Яковлев*, *Р.А. Талалаев*, *А.Н. Воробьев*

ООО “Софт-Импакт”, пр.Энгельса 27, Санкт-Петербург, Россия, lobanova@softimpact.ru

Ю.Н. Макаров

STR, Inc., P.O. Box 70604, Richmond, VA 23255-0604, USA

Важной особенностью эпитаксиального роста нитридов III группы, по сравнению с соединениями типа A^3B^5 (арсенидами и фосфидами), является достаточно высокая температура осаждения. В этих условиях разложение металлоорганических прекурсоров приводит к образованию паров элементов III группы и/или сложных молекул, которые могут конденсироваться, образуя в газовой фазе частицы. Дополнительным механизмом потерь могут быть также паразитные реакции между соединениями III и V групп.

Известны следующие основные тенденции, наблюдающиеся при эпитаксиальном росте GaN/AlGaN: а) снижение эффективности роста (увеличение интенсивности потерь) с повышением расхода аммиака; б) уменьшение скорости роста GaN и AlN с увеличением давления и температуры; в) сублинейная и выходящая на насыщение зависимость вхождения алюминия в AlGaN от расхода алюминиевого прекурсора. В данной работе представлены основные принципы модели роста AlN, проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными [1].

Для моделирования химических процессов в газовой фазе использовалась широко известная работа [2], в которой рассмотрен набор реакций, включающий появление аддукта $TMAI:NH_3$, последующее отделение метана, образование олигомеров и формирование частиц AlN из $(DMAI-NH_2)_2$ и $(DMAI-NH_2)_3$. Наша модель подразумевает наличие двух стадий конденсации: 1) нуклеация AlN, скорость которой можно приблизительно оценить, рассчитав частоту столкновений между молекулами газофазного AlN, 2) последующий рост объемных частиц за счет массообмена между зародышами AlN и соединениями TMAI, $TMAI:NH_3$, MMAI, $DMAI-NH_2$ и $(DMAI-NH_2)_2$. Численная реализация модели, описанная подробно в работе [3], состоит в решении уравнений переноса для первых трех моментов пространственной функции распределения и уравнения неразрывности для кластеров. Модель дополнительно учитывает эффект термофореза, который играет важную роль при больших градиентах температуры в зоне над подложкодержателем в вертикальных реакторах, и способствует отеснению частиц от ростовой поверхности. Механизм поверхностных реакций включает рост AlN вследствие реакций с участием $DMAI-NH_2$, $(DMAI-NH_2)_2$, а также газообразного AlN.

Для верификации разработанной модели был проведен ряд двумерных расчетов динамики течения, тепло- и массопереноса при росте AlN в условиях, указанных в работе [1]. Типичный пример распределения плотности частиц AlN приведен на рис.1. При давлении в реакторе 40 Торр, ростовой температуре 1050 °С и скорости вращения диска 1200 об/мин, максимальное значение плотности частиц составило $1.1 \cdot 10^{-5}$ кг/м³, при этом слой частиц располагался на расстоянии в 7 мм от подложкодержателя. На рис.2 показано сравнение с экспериментальными данными расчетной зависимости скорости роста AlN от скорости вращения подложкодержателя. По мере возрастания скорости вращения, время пребывания газа в реакторе уменьшается, снижая тем самым интенсивность потерь за счет паразитных химических процессов. Полученные результаты расчета количественно хорошо описывают эту тенденцию. Следует отметить, что данная модель воспроизводит также и такие, описанные в литературе, тенденции как уменьшение скорости роста с увеличением температуры и давления и т.д.

Это позволяет считать, что предложенный механизм формирования частиц является приемлемым, но необходима дополнительная проверка модели с использованием экспериментальных данных, полученных в реакторах других типов и для различных условий роста. Следующим шагом улучшения модели будет, по-видимому, получение подробного описания процесса осаждения GaN и комбинация моделей для рассмотрения роста слоев AlGaN.



Рис. 1. Слой частиц при росте AlN в вертикальном реакторе, полученный в расчете.

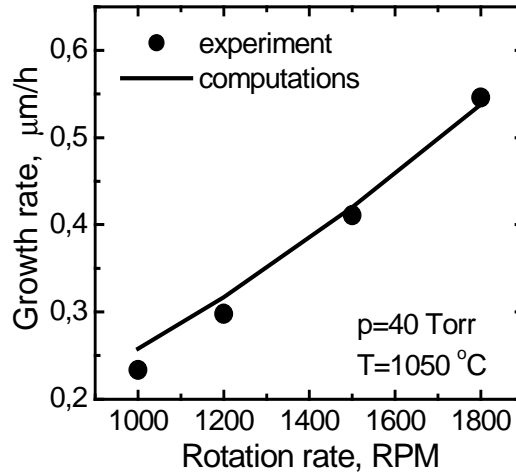


Рис. 2. Зависимость скорости роста AlN от скорости вращения подложкодержателя. Эксперимент взят из работы [1].

- [1] J.R. Creighton, W.G. Breiland, and M.E. Coltrin. *Electrochem. Soc. Proc.* **2002-3**, 28 (2002).
 [2] T.G. Mihopoulos, V. Gupta, K.F. Jensen. *J. Crystal Growth*, **195**, 733 (1998).
 [3] A.N. Vorob'ev, S.Yu. Karpov, M.V. Bogdanov, A.E. Komissarov, O.V. Bord, A.I.Zhmakin, Yu.N. Makarov. *Comp. Mater. Sci.* **24**, 520 (2002).

КОНТРОЛЬ ПОЛЯРНОСТИ ПЛЕНОК GaN ПРИ РОСТЕ МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НА Al₂O₃(0001).

В.В. Преображенский*, ***Б.Р. Семягин***, ***М.А. Путьято***, ***Т.Х. Хамзин***, ***В.Г. Мансуров***,
А.И. Торопов, ***О.П. Пчеляков***

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13
pvv@isp.nsc.ru; тел.: (3832) 333-286; факс: (3832) 333-502

Направление <0001> в кристалле GaN типа вюрцит полярно. Это определяет значительную разницу в свойствах между плоскостями GaN(0001)- грань Ga и GaN(000-1) – грань N. Поэтому условия роста совершенных пленок GaN на гранях разной полярности различны. Полярность растущего слоя влияет так же на встраивание примесей, морфологию и кристаллическое совершенство растущих слоев [1]. Поэтому информация о полярности растущей пленки необходима для выбора условий ее дальнейшего роста. Целью работы было исследование влияния нитридации, стадии зарождения и условий роста на полярность пленок GaN растущих на подложках сапфира (0001). Несмотря на большую разницу в параметре решеток, самой доступной и потому наиболее часто применяемой подложкой для роста слоев GaN является сапфир. Полярность эпитаксиальных слоев GaN на подложках (0001) сапфира обуславливается на стадии зарождения, которая состоит обычно из двух этапов – нитридации и роста слоя зарождения (nucleation layer). В качестве слоя зарождения используют низкотемпературный или высокотемпературный слой AlN или GaN. Сведения о влиянии условий проведения стадии зарождения на полярность эпитаксиальных слоев GaN в литературе противоречивы.

При МЛЭ росте полярность поверхности растущей пленки может быть определена по наблюдению поверхностных структур характерных для Ga- и N-граней методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) [2]. Необходимым условием формирования поверхностной структуры является структурное и морфологическое совершенство поверхности эпитаксиальной пленки. В данной работе определены условия получения гладкой поверхности пленок GaN, пригодной для наблюдения поверхностных структур, после роста всего 20-30 нм буферного слоя. Это позволяет определять полярность пленок GaN на начальных этапах роста. С использованием данной методики определено влияние параметров процесса роста, на полярность растущей пленки.

Эксперименты проводились на установке Riber-CBE 32P. В качестве источника азота использовался аммиак, который поступал через одну из гидридных линий установки. Поток Ga и Al формировался обычными тигельными источниками. В качестве подложек использовались четвертинки двухдюймовой пластины сапфира (0001). Обратная неполированная сторона сапфира запылялась хромом или молибденом. Перед ростом подложка обезжиривалась в растворителях. Структура поверхности контролировалась во время роста методом ДБЭО. Температура роста определялась инфракрасным пирометром.

Перед ростом подложка отжигалась при температуре 900°C, и проводился процесс нитридации при 850°C 10 минут в потоке аммиака 20 sccm. После этого осаждался слой зарождения. На слое зарождения выращивался буферный слой GaN толщиной 20-30 нм в следующих условиях. Температура роста 800°C, поток аммиака 2,5 sccm, поток Ga 5×10^{14} см⁻²с⁻¹. Эти условия соответствуют росту в режиме обогащения поверхности роста по Ga, но из-за высокой температуры на подложке избыток Ga десорбировался и накопления его на поверхности не происходило. После роста такого буферного слоя на картине ДБЭО наблюдались четкие узкие тяжи и Кикучи-линии. После охлаждения подложки ниже 300°C на картине ДБЭО появлялась сверхструктура, по которой можно было судить о полярности выращенного слоя. Для N-границы сверхструктура (3×3), для Ga- границы – (2×2), в соответствии с [2]. При дальнейшем охлаждении N-границы ниже 200°C появлялась высокоупорядоченная

сверхструктура $c(6 \times 12)$. На Ga- грани сверхструктуру (2×2) можно наблюдать и при высоких температурах подложки.

Проведенное исследование влияния условий роста, толщины и состава слоя зарождения на полярность слоев GaN показало, что слой зарождения GaN и AlN толщиной 25-30 нм, выращенный при температуре 500°C, приводит к N-грани, а при температуре 750°C – к Ga-грани. Использование GaN для слоя зарождения всегда давало N-грань. Нитридизация подложки сапфира, проведенная в наших условиях, не влияет на полярность получающихся слоев GaN.

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

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

Полученные результаты подтверждают данные других авторов о неустойчивости полярности поверхности GaN{0001} относительно изменений условий роста [3,4].

1. X.-Q. Shen, T. Ide, S.-H. Cho, M. Shimizu, S. Hara, H. Okumura, S. Shimizu. Jpn. J. Appl. Phys. 39, L16 (2000).
2. A.R. Smith R.M. Feenstra, D.W. Greve, M.-S. Shin, M. Skowronski, J. Neugebauer, J.E. Northrup. Appl. Phys. Lett. 72, 2114 (1998).
3. V. Ramachandran, R.M. Feenstra, W.L. Sarney. Appl. Phys. Lett. 75, 808 (1999).
4. A. Yoshikawa and K. Xu. Thin Solid Films 412, 38 (2002).

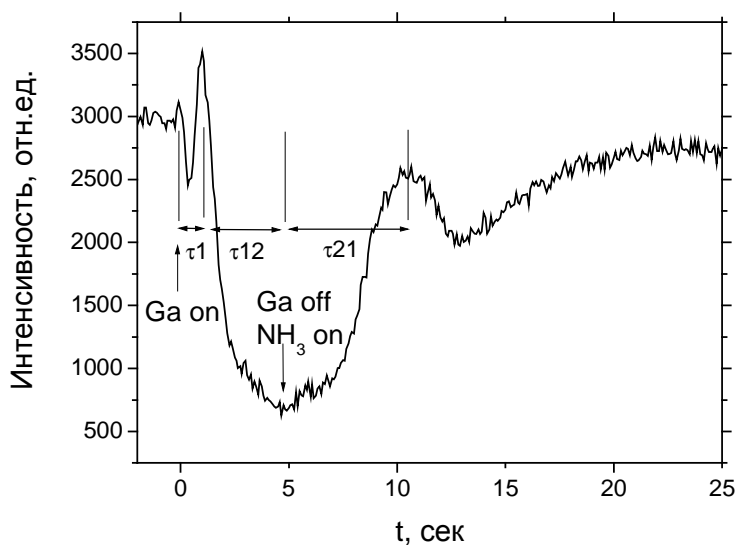
КИНЕТИКА ЭПИТАКСИАЛЬНОГО РОСТА GaN ИЗ ПУЧКОВ Ga И NH₃ В УСЛОВИЯХ ОБОГАЩЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ Ga.

Мансуров В.Г., Галицын Ю.Г., Преображенский В.В., Торопов А.И., Пчеляков О.П., Журавлев К.С.

Институт физики полупроводников ОИФП СО РАН, 630090, пр.ак.Лаврентьева, д.13, Новосибирск, E-mail:mansurov@thermo.isp.nsc.ru; тел.: (3832) 341-945; факс (3832) 332-771

Наблюдение осцилляций зеркального рефлекса (ЗР) картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) широко используется для контроля параметров процесса МЛЭ роста полупроводниковых соединений. При эпитаксии GaN ДБЭО-осцилляции наблюдаются в очень узком температурном диапазоне, что затрудняет их использование для определения параметров роста (скорости роста, толщин слоев, состава растворов). В настоящее время для этого применяются в основном оптические методы (рефлектометрия, эллипсометрия).

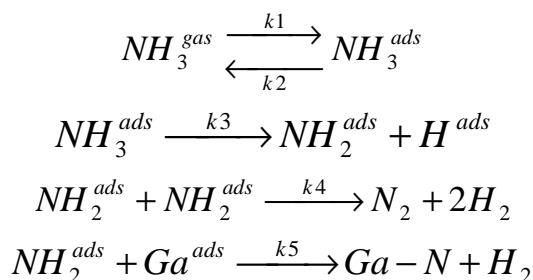
В данной работе использована методика определения параметров роста GaN по изменению интенсивности ЗР картины ДБЭО при раздельной подаче потоков исходных компонентов - галлия и аммиака. Были обнаружены воспроизводимые особенности эволюции интенсивности нулевого рефлекса картины ДБЭО, отражающие изменение состава и структуры поверхности. Основные измеряемые параметры, характеризующие поверхностные процессы, - это времена достижения соответствующих особенностей на кривой эволюции.



С помощью данной методики определены: скорость десорбции Ga и скорость встраивания азота на Ga-обогащенной поверхности GaN в зависимости от давления NH₃. Показана возможность контроля температуры ростовой поверхности по десорбции с нее определенного количества Ga.

Экспериментально обнаружено, что скорость встраивания азота (скорость роста) V на обогащенной галлием поверхности (т.е. когда скорость лимитируется поступлением аммиака) зависит от давления аммиака как $V \sim P^n$, где показатель степени при относительно низких температурах ($<760^\circ\text{C}$) $n \sim 0.5$, а с увеличением температуры роста n возрастает (при $T=800^\circ\text{C}$ $n \sim 0.7$).

Эти экспериментальные зависимости можно объяснить в приближении кинетических уравнений среднего поля для поверхностных реакций. Для аммиака мы рассмотрели следующую кинетическую модель:



В рамках этой модели, предполагая квазистационарность концентраций промежуточных продуктов, было получено следующее аналитическое выражение для скорости роста:

$$V = k_3 \cdot \frac{k_1 P}{k_2 + k_3} \cdot 2 \left\{ \frac{(1+y)^{1/2} - 1}{y} \right\}, \quad \text{где} \quad y = \frac{4 \cdot k_1 P \cdot k_3 \cdot k_4}{k_5^2 \cdot (k_2 + k_3)},$$

k_1, k_2, k_3, k_4, k_5 - вероятности элементарных процессов адсорбции, десорбции, диссоциации, рекомбинации радикалов (NH_2) и роста GaN, соответственно. P - давление аммиака. Разумеется, каждая константа k_i есть функция температуры.

Полученное соотношение демонстрирует, что зависимость скорости роста от давления аммиака довольно сложна, кроме того она задается вероятностями (практически всех) элементарных процессов. Смысл безразмерного выражения в скобках состоит в том, что оно отражает отношение скорости поступления активных радикалов NH_2^{ads} к скорости их реагирования с галлием, т.е. к скорости роста.

В предельных случаях получаем, что $V \sim P^{0.5}$ при $y \gg 1$ и $V \sim P$ при $y \ll 1$. При повышении температуры y уменьшается, так как активационный барьер образования связи Ga-N (k_5) значительно выше, чем барьер для рекомбинации радикалов (k_4). Такое уменьшение y приводит к увеличению показателя степени в аналитическом выражении скорости роста от давления. Таким образом, предложенная модель позволяет объяснить наблюдаемое в эксперименте увеличение показателя степени зависимости скорости от давления при повышении температуры роста.

ВЛИЯНИЕ ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ И ЛЕГИРОВАНИЯ GaN НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

*Афанасьев А.К., Харламов Р.В., Вигдорович Е.Н., Свешников Ю.Н., Поляков А.Я.
Семенов Д.В.*

ЗАО "Элма-Малахит", Москва, 124460, E-mail: info@emal.zelcom.ru

Известно [1,2,3], что такие параметры эпитаксиальных слоев нитрида галлия как структурное совершенство, тип поверхности, концентрация дислокаций и глубоких электрически активных центров, наличие или отсутствие паразитных проводящих слоев в области перехода эпитаксиальный слой – подложка, определяются, в первую очередь, подготовкой подложек, условиями выращивания низкотемпературных зародышевых слоев и начальными стадиями высокотемпературного роста. Поэтому целью данных исследований было выяснение, какие технологические параметры процесса роста GaN определяют их структурные и электрофизические свойства.

При пониженном давлении (90 мм.рт.ст.) в реакторе горизонтального типа с распределенным вводом ТМГ, водорода, как газа-носителя, и струйным вводом аммиака непосредственно в зону осаждения выращивались слои легированного, нелегированного нитрида галлия толщиной 1 мкм, а так же структуры с легированным кремнием слоем толщиной 0,2 мкм на нелегированном слое нитрида галлия толщиной 1 - 1,5 мкм при температуре 1050 C⁰ и соотношением потоков NH₃/ТМГ 1000 - 3000 на зародышевых слоях GaN (550 C⁰), AlGa_xN (550 C⁰) разного состава, AlN (600 C⁰).

Лучшее кристаллическое совершенство высокотемпературных слоев GaN было достигнуто в случае использования зародышевых слоев AlGa_xN в сравнении со слоями GaN, AlN. Полуширина кривых качания (ПШКК), определенная из рентгенодиффрактометрических исследований легированных слоев GaN, выращенных на зародышевых слоях AlGa_xN, изменялась в пределах от 0,19⁰ до 0,3⁰ в зависимости от его состава. Величина ПШКК, равная 0,19⁰ соответствует слою Al_xGa_{1-x}N, где x=0,08. Уменьшение, ровно как и увеличение, процентной доли алюминия в буферном слое приводило к снижению кристаллического совершенства высокотемпературного слоя GaN, а иногда это уменьшение до величины меньшей 5 % способствовало образованию паразитной проводимости в переходной области от зародышевого слоя к основному. Так например, концентрация носителей заряда в этой области в случае зародышевого GaN была зафиксирована C-V измерениями в пределах от 5·10¹⁶ до 5·10¹⁷ см⁻³, в зависимости от толщины слоев и других параметров процесса. В случае использования AlGa_xN слоев в качестве зародышевых, концентрация носителей заряда в переходной области снижалась до величины 6·10¹⁴ см⁻³. Сходные результаты по величине проводимости в переходной области были получены в случае использования AlN в качестве зародышевых, однако кристаллическое совершенство высокотемпературных слоев GaN и морфологии поверхности были значительно хуже.

Ширина кривых качания, определенная при исследовании образцов с зародышевым слоем GaN, находилась в пределах 0,21-0,35⁰. Лучшие результаты (ПШКК- 0,14-0,16) были достигнуты в случае получения нелегированных или слаболегированных (N- (1ч8)*10¹⁶ см⁻³) слоев GaN на зародышевых слоях Al_{0,1}Ga_{0,9}N

Методами атомно-силовой микроскопии исследовалась морфология поверхности высокотемпературных слоев GaN. Проведены также исследования катодолюминесцентных свойств полученных слоев с определением их состава и оценкой концентрации носителей заряда и количества глубоких центров рекомбинации.

1. I. Hiramatsu, S. Itoh, H. Amano, I. Akasaki, N. Kuwano, T. Shirashi, K. Oki, "Growth mechanism of GaN grown on sapphire with AlN buffer layer by MOVPE", *J.Cryst Growth*, 115, pp. 628-631, 1991.
2. R. Paszkiewicz, R. Korbutiwicz, M. Panek, B. Paszkiewicz, J. Koztowski, M. Tlaczata, "Properties of GaN Layer Grown on Sapphire Substrates", *Proc. of the 21st International Spring Seminar on Electronic Technology Conference Proc.*, ed. J. Nicolics, Institute of Materials Science for Electrical Engineering Viena Universiti of Technology, pp. 129-133, 1998.
3. R. Paszkiewicz, R. Korbutiwicz, M. Panek, B. Paszkiewicz, J. Koztowski, M. Tlaczata, V. Novikov, "Study of gallium nitride films grown by MOCVD" in *Heterostructure Epitaxy and Devices – HEAD 97*, ed. P. Kordos, J. Novak, Kluwer Academic Publishers, Vol.48, pp. 98-102, 1998.

ЛЕГИРОВАНИЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ЦИНКОМ

Е.Н. Вигдорович, Ю.Н. Свешников*

"Элма-Малахит", 124460 Москва, Зеленоград, info@emal.zelcom.ru

В настоящей работе исследовались особенности легирования GaN цинком в процессе хлоридно-гидридной эпитаксии. Легирование проводили с использованием диэтилцинка (ДЭЦ). Несмотря на то, что процесс эпитаксии GaN на подложки Al₂O₃, определяется массопереносом в газовой фазе, можно ожидать, что на процесс легирования будут оказывать влияние адсорбционные явления. Как показали исследования, степень легирования слоев определяется концентрацией легирующего компонента в газовой фазе и при постоянной температуре наблюдается прямая зависимость концентрации носителей заряда в слое от отношения Zn/Ga в газовой фазе. При повышении концентрации легирующего компонента в газовой фазе наблюдается монотонное снижение коэффициента перехода в твердую фазу. Так при увеличении концентрации цинка в газовой фазе в 2 раза, содержание его в твердой фазе увеличивается в 1,5 раза, а при 10 кратном увеличении только в 4 раза. Влияние адсорбции примеси на процесс легирования проявляется при исследовании температурной зависимости концентрации цинка в слоях. При повышении температуры наращивания концентрация примеси в слоях уменьшается с энергией активации 0,125 эВ. Это соответствует процессу физической адсорбции примеси на поверхности подложки.

В процессе исследований было обращено внимание на факт изменения длины волны электролюминесценции i-n структур выращенных на подложках с различной ориентацией. Так при выращивании на сапфире с ориентацией (0001) слои излучали в желто-зеленой области спектра, а при выращивании на подложках с ориентацией (10 $\bar{1}$ 2) в голубой. Как известно, адсорбция во многом определяется свободной поверхностной энергией вещества на которое наносится материал и так как это свойство сильно отличается для различных поверхностей сапфира и нитрида галлия, резонно предположить, что в одинаковых технологических режимах в слоях на подложках с различной ориентацией будет и различная концентрация цинка и именно этот факт и определяет спектр излучения. Исследования показали, что при повышении концентрации цинка в i-слое от 4·10¹⁷ до 1,5·10²¹ см⁻³ длина волны максимума излучения изменяется соответственно с 350 до 510 нм. Исследования спектров люминесценции позволили выявить элементарные составляющие спектра. Это пять повторяющихся полос соответствующие 2,85; 2,50; 2,35; 2,20 и 1,90 эВ. При повышении концентрации цинка в слоях определяющая роль в спектрах переходит от полосы 2,85эВ к более низкоэнергетичным полосам в направлении 1,9эВ. Так как лимитирующим фактором процесса легирования является физическая адсорбция цинка на поверхности роста слоя, то естественно при повышении температуры роста наблюдалось снижение концентрации цинка в слоях и соответственно изменение спектра электролюминесценции структур. При температурах выше 1050⁰С электролюминесценция практически отсутствовала.

Однородность распределения цинка в слоях изучалась изотопным методом. В качестве радиоактивного индикатора использовался Zn - 65 (T_{1/2} = 265 дн, E_γ=1,12 мэВ) заранее сплавленной с навеской чистого элемента в соотношении 0,025:1. Для подтверждения количественных результатов был выполнен также масс-спектральный анализ нескольких образцов.

Параметры легирования и концентрация цинка в слоях нитрида галлия

| № | Расход ДЭЦ, мкмоль/мин | Концентрация Zn, см ⁻³ | |
|---|------------------------|-----------------------------------|---------------------|
| | | Радиоактивные индикаторы | Масс-спектральный |
| 1 | 20 | $1,9 \cdot 10^{21}$ | - |
| 2 | 17 | $1,5 \cdot 10^{21}$ | - |
| 3 | 19 | $2,0 \cdot 10^{21}$ | $1,1 \cdot 10^{21}$ |
| 4 | 0,2 | $1,7 \cdot 10^{20}$ | $2,4 \cdot 10^{19}$ |
| 5 | 0,04 | $7,4 \cdot 10^{19}$ | - |
| 6 | 0,003 | $5,6 \cdot 10^{19}$ | - |
| 7 | 0,001 | $1,3 \cdot 10^{18}$ | $2,8 \cdot 10^{18}$ |

Качественный контроль макронеоднородности и легирования слоев производился методом автордиографии. На автордиограммах не обнаружено заметных скоплений второй фазы, содержащих изотоп Zn-65, даже при средней концентрации цинка в GaN $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Микронеоднородность распределения цинка в связи с особенностями рельефа эпитаксиального слоя изучалась электронно-зондовым методом совместно с R - микроанализом на установке "Камека". Обнаружено, что неоднородность распределения цинка коррелируется с микрорельефом поверхности слоев. Кроме того, существование синей и зеленой полос КЛ в различных участках рельефа подтверждает неоднородность захвата цинка, т.к. с увеличением концентрации цинка полоса КЛ смещается из синей в зеленую область спектра.

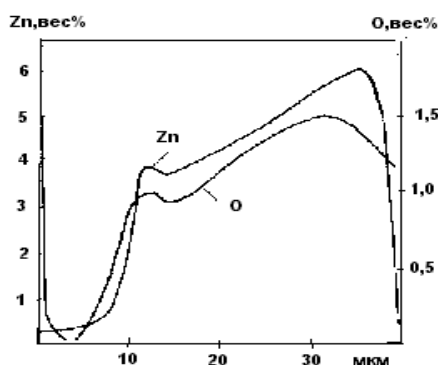


Рис. Распределение концентрации кислорода по толщине слоя, выращенного с плавным увеличением расхода Zn

Содержание кислорода в слоях GaN изучалось методом рентгеновского микроанализа. Исследование проводилось на образцах, в которых по мере роста слоя увеличивалась концентрация цинка. Обнаружено, что содержания Zn и O возрастают синхронно. Это свидетельствует о захвате кислорода совместно с цинком. Полученные образцы подвергались рентгенофазовому анализу. Результаты исследования кислорода в слоях показывают, что ZnO содержится в GaN не в виде свободной фазы, а в виде преципитатов размерами в сотни ангстрем.

НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ РОСТА GaN С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СЛОЕВ (Al)GaN И AlN.

*Е.Е. Заварин**, *А.В. Сахаров*, *А.И.Бесюлькин*, *Д.С. Сизов*, *В.В. Лундин*, *А.Ф. Цацульников*,
Н.Н.Леденцов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая
26. *zavarin.vpegroup@mail.ioffe.ru

Очевидно, что для различных типов электронных и оптоэлектронных устройств на основе Ш-Н, требования, предъявляемые к свойствам буферных слоев различны. В свою очередь, свойства буферных слоев зависят от типа зародышевого слоя. В частности, начальные стадии роста GaN оказывают влияние на фазовую сепарацию в гетероструктурах InGaN/(Al)GaN, что приводит к изменению длины волны люминесценции таких структур [1,2]. В этой работе были исследованы начальные стадии роста GaN с использованием различных низкотемпературных (LT) зародышевых слоев (LT-(Al)GaN, LT-AlN) с помощью лазерной рефлектометрии (ORM) [3].

Структуры были выращены эпитаксией из металлоорганических соединений (MOCVD) в установке Epigrip VP50-RP на сапфире (0001) [4]. Были выращены структуры с LT-(Al)GaN и их отжигом в атмосфере H_2+NH_3 или $Ar+NH_3$, с LT-AlN и отжигом его в атмосфере H_2+NH_3 и последующим ростом на них высокотемпературного HT-GaN.

Для LT-(Al)GaN с отжигом в атмосфере H_2+NH_3 наблюдалось:

- падение сигнала ORM при отжиге LT-(Al)GaN слоя (рис.1) и “трехмерный” рост на начальных стадиях высокотемпературного роста с плавным выходом на двумерный рост.

Для LT-(Al)GaN с отжигом в атмосфере $Ar+NH_3$ наблюдалось:

- отсутствие падения сигнала ORM при отжиге LT-(Al)GaN слоя (рис.2).
- высокотемпературный рост начинается с ярко выраженных осцилляций сигнала ORM, что соответствует двумерному росту.

Для LT-AlN с отжигом в атмосфере H_2+NH_3 наблюдалось:

- отсутствие падения сигнала ORM при отжиге LT-(Al)GaN слоя (рис.3).
- при осаждении слоя LT-AlN отсутствуют проявления характерной задержки роста после пуска реагентов в реактор, как для слоев LT-(Al)GaN.

- начальная стадия роста HT-GaN кардинально отличается для LT-AlN различной толщины.

При толщине LT-AlN >30 нм на начальной стадии роста HT-GaN наблюдается падение сигнала ORM с последующим долгим выходом на осцилляции (рис.4а), что можно связать с ярко выраженным “трехмерным” ростом на начальной стадии. При уменьшении толщины LT-AlN происходит смена характера роста - на начальной стадии роста HT-GaN (рис.4б) наблюдаются ярко выраженные осцилляции, что соответствует двумерному росту. При дальнейшем уменьшении толщины LT-AlN на начальной стадии роста HT-GaN вновь наблюдается изменение характера роста - падение сигнала ORM с последующим непродолжительным выходом на осцилляции (рис.4в), что можно снова связать с появлением на начальной стадии “трехмерного” роста.

Эпитаксиальные слои GaN, выращенные на оптимизированных зародышевых слоях вне зависимости от их типа имели зеркальную бездефектную поверхность, полуширина кривой качания рентгеновской дифракции составляла 7-7,5 минут (толщина слоя $\sim 1,4$ мкм). Оптические свойства HT-GaN слоев выращенных на зародышевых слоях различных типов приведены в таблице.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (00-02-17007, 01-02-17646, 01-02-18011).

Оптические свойства эпитаксиальных слоев GaN толщиной 1.35-1.45 мкм
(скорости осаждения LT-AlN и LT-(Al)GaN различны).

| Зародышевый слой | Пик ФЛ 77К, эВ | FWHM ФЛ 77К, мэВ |
|--|----------------|------------------|
| LT-AlN 180 сек, отжиг H ₂ +NH ₃ | 3.4876 | 8.8 |
| LT-AlN 120 сек, отжиг H ₂ +NH ₃ | 3.4896 | 5.9 |
| LT-AlN 90 сек, отжиг H ₂ +NH ₃ | 3.4925 | 5.9 |
| LT-AlN 60 сек, отжиг H ₂ +NH ₃ | 3.4965 | 7.9 |
| LT-(Al)GaN 40 сек, отжиг H ₂ +NH ₃ | 3.484 | 10 |
| LT-(Al)GaN 40 сек, отжиг Ar+NH ₃ | 3.4837 | 6.9 |
| LT-(Al)GaN 20 сек, отжиг Ar+NH ₃ | 3.4876 | 5.9 |

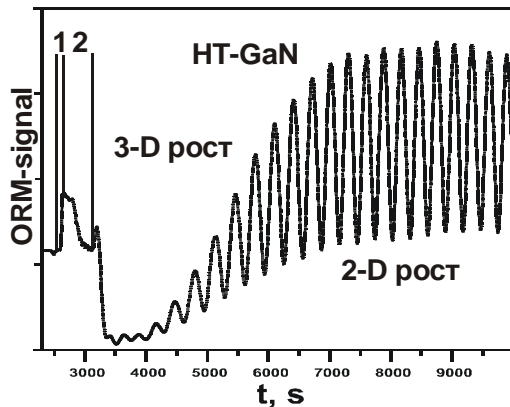


Рис.1. LT-(Al)GaN с отжигом в NH₃+H₂.
1-осажд. LT-(Al)GaN, 2-отжиг LT-(Al)GaN

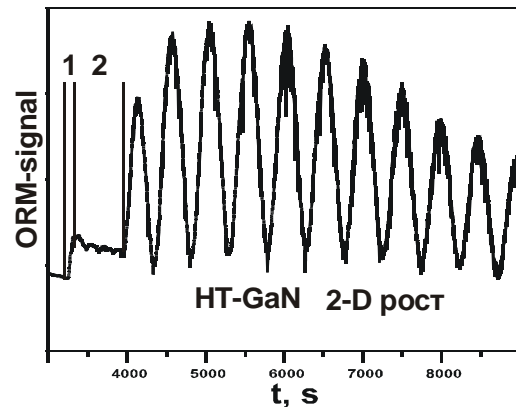


Рис.2. LT-(Al)GaN с отжигом в NH₃+Ar.
1-осажд. LT-(Al)GaN, 2-отжиг LT-(Al)GaN

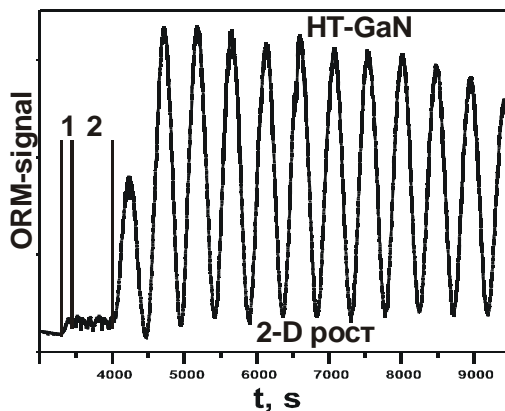


Рис.3. LT-AlN с отжигом в NH₃+H₂.
1-осажд. LT-AlN, 2-отжиг LT-AlN

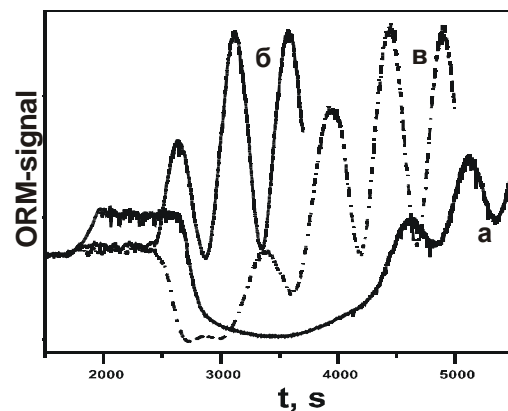


Рис.4. LT-AlN различной толщины.
Толщина LT-AlN для а > б > в.

- [1] A.S. Usikov, W.V. Lundin, D.A. Bedarev, E.E. Zavarin, et al., Proceedings of IWN2000, Nagoya, September 24-27, 2000
- [2] В.В.Лундин, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, Е.Е.Заварин, и др. Тезисы докладов 4-го Всероссийского совещания 2000, стр.82-85.
- [3] W.V.Lundin, A.S.Usikov, E.E.Zavarin, et al., The 4th European GaN Workshop, Nottingham 2-5 July 2000. P6
- [4] A.V. Sakharov, W.V. Lundin, et al., Proceedings of IWN2000, Nagoya, September 24-27, 2000

ВЫРАЩИВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ AlN И ГЕТЕРОСТРУКТУР AlN/GaN НА САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ ГФЭ МОС.

В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.И.Бесюлькин, Д.С.Сизов, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов.*

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

Основной прогресс в нитридах за последние два десятилетия был связан, в основном, с получением эффективных светоизлучающих приборов видимого диапазона. Для реализации таких приборов было необходимо научиться выращивать слои нитрида галлия с достаточно высоким структурным совершенством на решеточно-несогласованных подложках (для использования в качестве буферных слоев), научиться легировать GaN примесями n- и p-типа, и научиться выращивать гетероструктуры InGaN/GaN с высокой эффективностью люминесценции. При развитой технологии эпитаксиального роста GaN выращивание тонких слоев AlGaN невысокого состава (до 20%) не представляет собой большой проблемы и достигается без существенных изменений ростовых условий. Система AlGaN/GaN характеризуется очень высокими значениями встроенных пиро- и пьезополей, так что даже 10-15% Al более чем достаточно для получения двумерного электронного газа на интерфейсе гетероструктуры GaN-AlGaN. В связи с отсутствием необходимости в гетероструктурах содержащих слои с высоким содержанием Al для создания светоизлучающих или транзисторных структур, исследования в этом направлении велись не столь активно.

В то же время, для ряда практических задач, например таких как солнечно-слепые фотодетекторы или распределенные Брэгговские отражатели (РБО) видимого диапазона, требуется технология эпитаксиального роста гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N / Al_yGa_{1-y}N$ с высоким содержанием Al. Так, например для создания фотодиода на диапазон длин волн 230-280 нм требуется гетероструктура с $x=0.75$ $y=0.35$, а для получения максимального коэффициента отражения РБО $x=1$ $y=0$. Для ряда применений необходимо выращивание AlN или высокосоставного AlGaN непосредственно на сапфировой подложке. Рост таких высокосоставных слоев AlGaN в режимах, оптимизированных для роста GaN трудноосуществим. Данная работа описывает первые результаты по разработке режимов эпитаксиального выращивания слоев AlN и гетероструктур AlN/GaN методом ГФЭ МОС.

Структуры выращивались методом ГФЭ МОС на модифицированной установке Epiqip VP50-RP. Рост осуществлялся на сапфировых подложках (0001) с использованием зародышевого слоя AlGaN, оптимизированного для роста GaN и AlGaN низкого состава.

Эпитаксиальный характер роста AlN наблюдался и при условиях в реакторе, потоках аммиака (NH_3) и водорода (H_2), оптимизированных для роста GaN (поток триметилалюминия (ТМА) составлял 7 мкмоль/мин). Однако, эти слои характеризовались низкой однородностью толщины и малым структурным совершенством по данным Рентгеновской дифрактометрии (XRD) (#1 в таблице) и Рамановской спектроскопии.

Существенное улучшение однородности толщины, увеличение скорости роста до 1.3 мкм/час и повышение структурного совершенства было достигнуто при снижении отношения (V/III), которое было достигнуто пятикратным снижением потока NH_3 , и двукратным увеличением потока ТМА. Поток несущего водорода был также увеличен для поддержания суммарного потока на прежнем уровне (#2 в таблице). Дальнейшее улучшение структурного совершенства AlN было достигнуто за счет повышения чистоты аммиака (#3 в таблице).

| | Описание структуры | (0002) XRD | | |
|----|--|---------------|-----------------------|-------|
| | | ω scan | $\theta/2\theta$ scan | |
| #1 | 1 мкм AlN – Al ₂ O ₃ | 32' | 150'' | |
| #2 | 1 мкм AlN – Al ₂ O ₃ | 24' | 80'' | |
| #3 | 1.3 мкм AlN – Al ₂ O ₃ | 18' | 60'' | |
| #4 | 1 мкм Al _{0.8} Ga _{0.2} N – 0.3 мкм AlN – Al ₂ O ₃ | AlGaN | 37' | 110'' |
| | | AlN | | 105'' |
| #5 | 1 мкм AlN – 4 мкм GaN – Al ₂ O ₃ | AlN | 9.5' | 115'' |
| | | GaN | 6.5' | 35'' |
| #6 | 0.3 мкм GaN – 1 мкм AlN – Al ₂ O ₃ | GaN | 20' | 80'' |
| | | AlN | 27' | 90'' |

Введение малого количества триметилгаллия в атмосферу реактора позволило получить в условиях роста AlN эпитаксиальные слои AlGaN с высоким содержанием алюминия (#4 в таблице, $x=0.8$ по данным XRD и Рамановской спектроскопии), однако поток аммиака при этом необходимо увеличивать в соответствии с составом растущего твердого раствора.

Нами были также выращены гетероструктуры GaN/AlN. При росте этих структур условия были выбраны оптимальными для каждого слоя, что означало необходимость быстрого изменения основных потоков газов (NH₃ и H₂) при переходе от GaN к AlN и обратно.

В двухслойных гетероструктурах (GaN на AlN и AlN на GaN) структурное совершенство верхнего слоя во многом определяется совершенством нижнего. При росте AlN на буферном слое GaN (#4 в таблице) структурное совершенство AlN сильно повышается по сравнению с одиночными слоями AlN, однако такие структуры имеют большое количество трещин, обусловленных значительным рассогласованием параметра решетки в системе GaN-AlN. При росте GaN на AlN структурное совершенство GaN оказывается намного хуже, чем при росте одиночных слоев GaN. Таким образом, очевидно, что для роста AlN необходимо оптимизировать зародышевый слой.

Кроме того, нами были выращены многослойные периодические гетероструктуры GaN/AlN. По данным лазерной рефлектометрии, рост структуры с периодом 80 нм (37 периодов) носил планарный характер, несмотря на формирование большого количества трещин, в то время как на заключительной стадии роста структуры с периодом 30 нм (74 периода) произошел «срыв» планарного роста, что указывает на необходимость дальнейшей оптимизации режимов.

Таким образом, нами было показано, что оптимизированные условия роста AlN существенно отличаются от таковых для GaN, и рост многослойных гетероструктур AlN/GaN осложнен необходимостью быстрой смены газовых потоков в реакторе.

Авторы выражают благодарность В.Ю.Давыдову, В.М.Бусову и М.П.Щеглову за измерения выращенных структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (00-02-17007, 01-02-17646, 01-02-18011) и программ НАТО (SfP-972614) и NanOp (Германия).

МОДЕРНИЗАЦИЯ МОСVD УСТАНОВКИ “ЭПИКВИП” ПОД ВЫРАЩИВАНИЕ НИТРИДОВ III ГРУППЫ

П.И. Кузнецов, Л.Ю. Захаров, В.А. Житов, В.В. Шемет

Институт радиотехники и электроники РАН, г.Фрязино Моск. обл, пл. Введенского 1
pik218@ire216.msk.su

Изменение газовой схемы МОСVD установки “ЭПИКВИП” и реакторного блока по схемам предложенным сотрудниками Физико-Технического института им. А.Ф.Иоффе позволило приступить к выращиванию нитридов III группы при пониженных давлениях. Вариацией технологических условий: температуры и времени зарождения, температуры роста, потока реагентов, III:V соотношения в газовой фазе и давления в реакторе подобраны условия роста зеркально-гладких эпитаксиальных слоев GaN, AlN и AlGaN высокого кристаллического совершенства. Однако серия проведенных ростовых экспериментов показала, что требуемая однородность толщины слоев и состава при эпитаксии твердого раствора AlGaN на двухдюймовой сапфировой подложке не обеспечивается. Это предопределено краевыми эффектами из-за малых поперечных размеров (55 мм) графитового пьедестала и кварцевого формирователя газового потока, связанных 80 мм диаметром внешней кварцевой трубы и отсутствием вращения подложки.

В настоящей работе мы сообщаем о дальнейшей модернизации установки “Эпиквип”, включающей в себя новый реакторный блок с вращением подложки газовым потоком и *in situ* контролем толщины, шероховатости и состава растущей пленки.

Новый реакторный блок включает внешнюю кварцевую трубу диаметром 94 мм, графитовый вкладыш шириной 75 мм с пьедесталом вращающимся потоком водорода со скоростью до 60 об/мин, прямоугольный кварцевый формирователь потока с отверстием для ввода оптического излучения и Т-образный фланец, соединяющий реактор с откачной системой. Газ для вращения подается по кварцевой трубке параллельно трубке с термопарой. 4кВт ВЧ-нагреватель оказался достаточным для нагрева графита массой 280 г до 1150 °С. С целью уменьшения пористости и предотвращения быстрого разрушения графитовых деталей в процессе эксплуатации их последовательно покрыли 10 мкм слоями пиролитического углерода и карбида кремния.

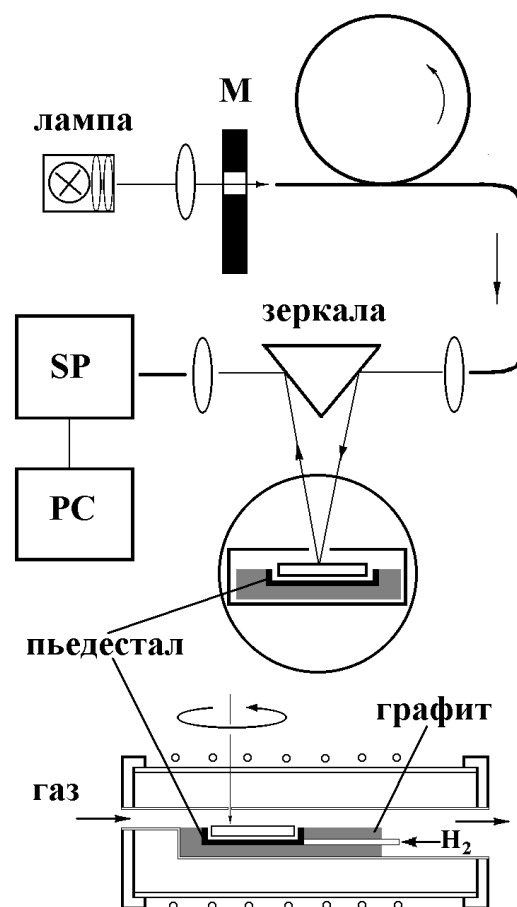


Рис. 1. Схема *in situ* контроля отражения в процессе роста нитридов.

Для in-situ контроля толщины, состава и шероховатости растущей пленки применена методика измерения отражения в широком спектральном диапазоне. Модулированный свет галогенной лампы по оптическому волокну вводится в реакторный отсек и помощью зеркала через отверстие в формирователе потока проецируется на вращающуюся подложку. Отраженный свет снова собирается в волокно и подается на спектрометр с линейкой фотоприемников, которая соединена с РС. Схема измерения приведена на рис.1.

На примере получения эффективных брегговских зеркал с максимумом отражения в синей области спектра мы демонстрируем возможность выращивания на модернизированной установке пленок нитридов III группы однородных по толщине и составу и высоким качеством поверхности. Спектры отражения 10 пар четвертьволновых слоев AlN и Ga₇₀Al₃₀N для центральной и периферийной точек двухдюймовой подложки приведены на рис.2. Положение максимума отражения зеркала смещено всего на 4нм.

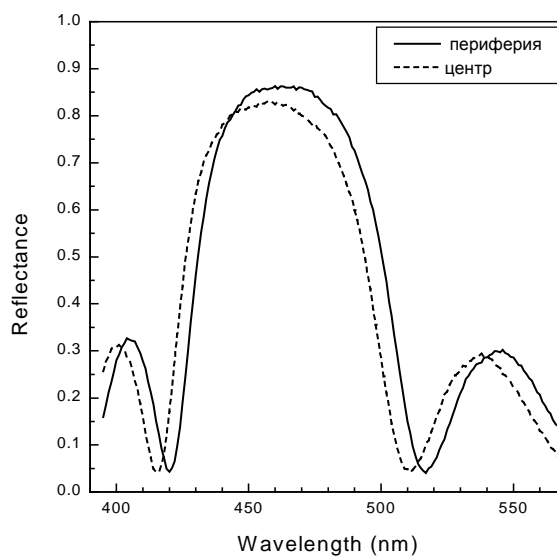


Рис. 2. Спектры отражения брегговского зеркала, состоящего из 10 пар GaN-GaAlN слоев в центре и на периферии двухдюймовой сапфировой подложки.

N-P HETEROJUNCTION AND LIGHT-EMITTING DIODE BASED ON ZnO AND GaN

Ya.I.Alivov^{1*}, *D.C.Look*², *J.E.van Nostrand*³, *M.V.Chukichev*⁴, *B.M.Ataev*⁵

¹ Institute of Microelectronics Technology, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow district, 142432 Russia *alivov@ipmt-hpm.ac.ru

² Semiconductor Research Center, Wright State University, Dayton, Ohio 45435, U.S.A.

³ Air Base Research Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio 45433, U.S.A.

⁴ Department of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

⁵ Institute of Physics, Daghestan Scientific Centre of Russian Academy of Sciences, - Makhachkala, 367003 Russia

ZnO, a direct wide-band-gap semiconductor ($E_g \sim 3.3$ eV), is a material very similar in many physical properties to GaN ($E_g \sim 3.4$ eV) [1,2] which has been successfully used to make high brightness short wavelength light emitting diodes (LED) and laser diodes (LD). Both materials have wurtzitic crystal structure, almost the same lattice parameters (with lattice mismatch ~ 1.8 %) and band gap. This constitutes an important factor for fabricating heterostructure-based highly efficient optoelectronics devices. It is known that such devices are more preferable to the homostructure-based ones because first case provides one side current injection. So far there were many works on successful growing of ZnO on GaN [2-4], but in all cases GaN films were n-type and served as a buffer layers for getting high quality ZnO layers due to their close lattice parameters. No reports were made up to date on growing of n-ZnO films on p-type GaN and creating thus such type n-p heterojunctions. In this work, for the first time, n-p heterojunction based on n-ZnO/p-GaN has been fabricated and relatively intense electroluminescence (EL) in blue-violet region has been observed under forward bias. Perhaps it should be noted that because there is no high quality p-type ZnO obtaining technology developed yet making of n-ZnO/p-GaN type heterostructures was only possible.

P-type GaN:Mg layer with the thickness ~ 1 μm was grown on (0001) sapphire by molecular-beam epitaxy (MBE) using ammonia as the nitrogen source, and a SUMO cell for the Ga. The substrate temperature during growth was 800°C as determined by optical pyrometer, and the growth rate is 0.8 $\mu\text{m/hr}$. The Mg dopant material is from a Knudsen cell. Next, on this GaN:Mg layer ZnO:Ga layer of the thickness ~ 1 μm was grown by chemical vapor deposition (CVD). The details of this method are given in [5]. For comparison, at the same grow conditions n-ZnO/n-GaN type heterostructures were also fabricated on to form n-n heterojunction. The room temperature (RT) concentration and mobility of charge carriers in the films were measured by four-point van der Pauw method, which gave values respectively $3 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ and $10 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ for acceptors, and $4.5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ and $40 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. for donors. Optical properties of the films were studied by cathodoluminescence (CL) method. The CL spectrum of CVD ZnO films at 300K consisted of intense excitonic emission with maximum (λ_{max}) at 390 nm and with full width of half maximum (FWHM) 118 meV and of broad green emission with $\lambda_{\text{max}} \sim 510$ nm and FWHM ~ 0.33 eV. The RT CL spectrum of MBE GaN:Mg films was dominated by the band $\lambda_{\text{max}} \sim 430$ nm as typical to Mg-doped GaN films. Ohmic contacts to n-ZnO were made by indium, ohmic contacts to p-GaN - by gold. Current-voltage (I - V) characteristics of created heterostructures were measured with the help of oscillograph adapted for this purpose. EL measurements were performed under DC-biased conditions at RT and at different injection currents.

I - V characteristics of fabricated n-ZnO/p-GaN heterostructure at RT is presented in Fig.1. As seen I - V exhibits non-linear and rectifying behavior very similar to that of p-n homojunctions. In contrast to this, I - V characteristics of n-ZnO/n-GaN structure was almost linear and ohmic. From this it can be concluded that rectifying diode-like behavior of the n-ZnO/p-GaN junction results from electrical nature of components of the n-p junction. This is confirmed by the EL emission observed under forward bias. In Fig.2. there is EL spectrum of the heterostructure presented. As

seen the EL spectra of the formed LED at 3 mA forward current (I_c) consists of a broad emission band with the wavelength maximum at 430 nm and FWHM ~ 0.21 eV. From comparison of CL spectra of the ZnO and GaN films and EL spectra of LED it was deduced that the EL emission comes from GaN side of the n-p heterojunction. For more convincingness, CL and EL spectra of the films and n-p junction were taken at such values of electron-beam and injection currents were compared at which close densities of excess carriers were provided. From this, it can be concluded that the properties of our n-ZnO/p-GaN heterostructure are determined mainly by electron injection from n-ZnO to p-GaN side of the heterojunction. It is obvious also from the energy band diagram built on using corresponding values of electron affinities, Fermi levels and band gaps of ZnO and GaN. The dependence of the EL intensity on injection current was measured and its superlinear dependence has been observed at low current range.

Referenses:

- [1] Yefan Chen, D.M.Bagnal, Hang-jun Koh, Ki-tae Park, Kenji Hiraga, Ziqiang Zhu, and Takafumi YaO. J.Appl. Phys., 84, 3912 (1998)
- [2] R.D.Vispute, V.Talyansky, S.Choopun, R.P..Sharma, T.Venkatesan, M.He, X. Tang, J.B.Halpern, M.G.Spenser, Y.X.Li, L.G.Salamansa-Riba, A.A.Illadis, K.A.Jones. Appl. Phys. Lett., 73, 348 (1998)
- [3] Hong S.-K, Ko H.-J., Chen Y., Yao T. J. Cryst. Growth, 209, 537 (2001)
- [4] M.V.Chukichev, B.M.Ataev, V.V.Mamedov, Ya.I.Alivov, I.I.Khodos. Semiconductors, V.36, 977 (2002)
- [5] A.Kh. Abduev, B.M.Ataev, A.M.Bagamadova Izv.Akad.Nauk SSSR, Neorganicheskie materialy, V. 23 1928 (1987)

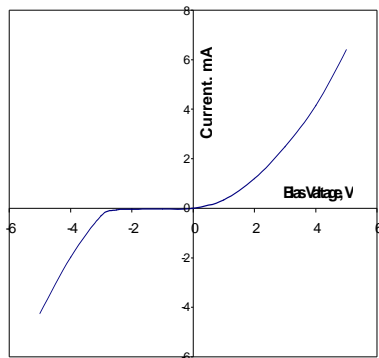


Fig.1 I-V charateristics of the n-ZnO/p-GaN heterostructure

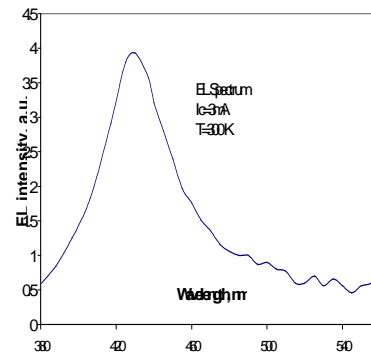


Fig.2. EL spectrum of n-ZnO/p-GaN heterostructure at 300 K

AlGaIn LAYERS FOR HEMT APPLICATIONS ON 8x4" MASS PRODUCTION MOCVD REACTORS

Joerg Soellner, Oliver Schoen, Assadullah Alam, Bernd Schineller, M. Heuken
AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, D-52072 Aachen, Germany, e-mail: m.heuken@aixtron.com

Yilmaz Dikme, H. Kalisch
Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Germany

Electronic devices for high performance and high temperature applications are becoming more and more important in today's markets. High frequency power transistors and circuits are increasingly needed for mobile communication, radar technology and automotive applications. They must fulfill stringent, technological requirements like RF and microwave performance as well as high temperature operation and ruggedness at higher voltage levels. The AlGaInN material base has high potential to meet these requirements.

Low cost of ownership, large throughput, high uptime and low maintenance costs are the key requirements of the semiconductor industry. AIXTRON has met these requirements by the adaptation of the well proven Planetary Reactor[®] concept for the high-volume production of nitride semiconductors. This development has culminated in the AIX 2600G3 HT system which is available in the 24x2 inch and 8x4 inch configurations (see fig. 1).

To prove the production capability of the AIX 2600G3 HT (8x4") for electronic applications, such as high electron mobility transistors (HEMT), Al_{0.3}GaN- and AlN layers were grown and characterized on 4" sapphire substrates. For this investigation, the main targets were uniformity of growth and electronic characteristics. The layer thickness variation of the AlN layer was measured to have a standard deviation of 5.6% for an edge exclusion of 2 mm (see fig. 2). The growth rate of the AlN-layer was 0.92 μm/h according to in-situ interferometry. This result demonstrates that a uniform transport of the reactive TMAI takes place over the 4" wafer surface leading to uniform growth.

With this material established, an AlN/GaN multi-layer sequence has been developed to serve as a buffer for thick Si-doped Al_{0.3}GaN-layers. These were grown with a growth rate of 1 μm/h on 2" and 4" wafers. In order to reduce the strain between AlGaIn and sapphire and allow the upper layer to be crack free, an AlN/GaN multi-layer buffer was developed and optimized. The thickness variation for the whole layer structure was 2.1% (see fig. 3). The average Al content was 32.9% with a standard deviation of 0.89% across the wafer, measured at 9 positions using high resolution x-ray diffractometry. The Al concentration in the layers could be easily controlled by the TMAI flow (see fig. 4).

To examine the doping concentration Hall measurements were carried out on the Al_{0.3}GaN:Si layers. The average carrier concentration of 5 measurement points on the 4" Wafer was $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ with a mobility of 52 cm²/Vs.

With these results we investigated the growth of device related two dimensional electron gas (2DEG) structures on 4 inch sapphire. Room temperature Hall effect measurements yielded a free carrier sheet concentration of $9.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ with a mobility of 1060 cm²/Vs.

These results render the AIX 2600G3 HT system in its 8x4 inch configuration fit for the mass production of today's novel semiconductor devices. Add-ons, like in-situ monitoring tools such as EpiTune[®] II allow for the easy and straightforward process transfer from smaller systems. In addition, these tools give the confidence of direct observation of the growth process in today's highly demanding production environments.

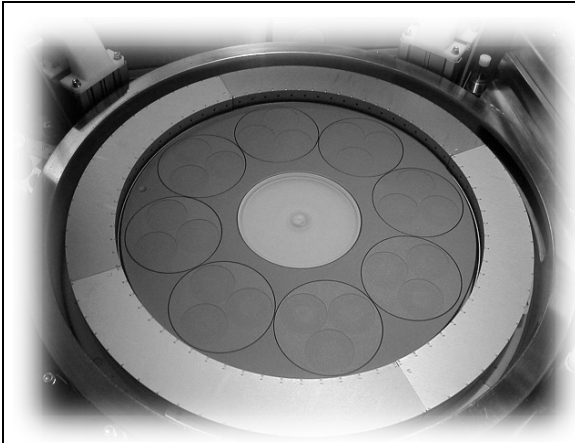


Fig. 1: Photo of the AIX 2600G3 HT in the 24x2" or 8x4" configuration.

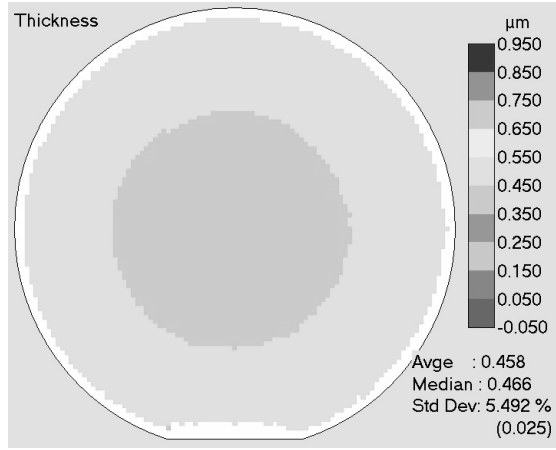


Fig. 2: Thickness mapping by white light interference of a 460 nm thick AlN layer grown directly on 4" sapphire.

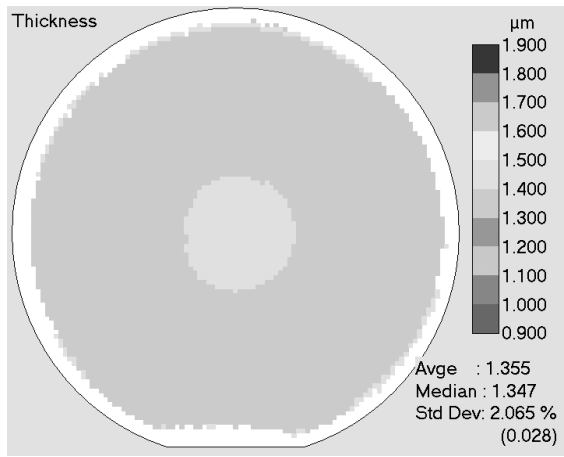


Fig. 3: Thickness mapping of a 500 nm thick Al_{0.3}GaN layer grown on a strain reducing buffer.

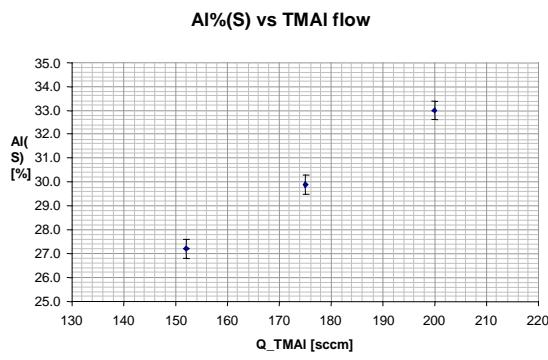


Fig. 4: Al incorporation into the AlGaIn layer as a function of TMAI flow in the reactor.

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ AlGaN/GaN HFETs НА ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУМЕРНОМ КАНАЛЕ И НА НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ВЫХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

М.Е. Левинштейн, П.А. Иванов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С-Петербург
melev@nimis.ioffe.rssi.ru

В настоящей работе для гетероструктурных AlGaN/GaN HFETs измерены зависимости подвижности электронов μ_d от их поверхностной концентрации n_s в двумерном канале. Исследованы два типа транзисторов, отличающихся друг от друга толщиной барьерного слоя AlGaN (10 и 25 нм) и наличием или отсутствием между металлическим затвором и барьерным слоем прослойки SiO₂ толщиной 7 нм (MOSHFETs и обычные HFETs).

Измерения показали, что в HFETs величина μ_d растет при увеличении n_s , достигая максимума при $n_s \approx (5 - 7) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Такое поведение объясняется увеличением, с ростом n_s , степени экранирования рассеяния носителей на ионизированных примесях и дислокациях [1]. При дальнейшем увеличении n_s свыше $(5 - 7) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ величина μ_d уменьшается, что объясняют вытеснением электронов из двумерного канала в «параллельный канал» с низкой подвижностью [2]. Максимальная подвижность электронов ($\mu_d = 1050 \text{ см}^2/\text{Вс}$) в структуре с 25-нм слоем AlGaN (HFET_25) оказалась почти в два раза выше по сравнению со структурой с 10-нм слоем (HFETs_10, $\mu_d = 600 \text{ см}^2/\text{Вс}$). При $n_s \rightarrow 0$ величина μ_d для обеих структур составляет около $100 \text{ см}^2/\text{Вс}$, что близко к объемной подвижности в слоях GaN.

Как и ожидалось, для MOSHFETs введение прослойки SiO₂ привело к увеличению абсолютной величины порогового напряжения: с 4.6 В до 10 В для структур с 25-нм AlGaN и с 1.9 В до 5.8 В для структур с 10-нм AlGaN. При этом оказалось, что введение слоя SiO₂ не влияет на величину максимальной подвижности в MOSHFET_25 ($1000 \text{ см}^2/\text{Вс}$), в то время как в структуре с тонким барьерным слоем (MOSHFET_10) введение прослойки SiO₂ способствовало сильному увеличению подвижности, от $600 \text{ см}^2/\text{Вс}$ до $1400 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (последняя совпадает с Холловской подвижностью, предварительно измеренной на эпитаксиальных структурах).

В гетероструктурных AlGaN/GaN HFETs толщина барьерного слоя влияет, как было показано в работе [3], на величину высокочастотной выходной мощности транзисторов. В частности, HFETs с 20-нм слоем AlGaN имели выходную мощность почти в два раза большую по сравнению с HFETs, у которых толщина слоя AlGaN была 10 нм. Полученные нами результаты объясняют этот эффект. Однако физическая причина уменьшения подвижности в структурах с тонким барьерным слоем после нанесения металлизации затвора пока остается неясной. Еще более загадочной представляется «возвращение к исходной подвижности» в структурах с тонким барьерным слоем после нанесения окисного слоя.

Для AlGaN/GaN HFETs до сих пор существует проблема дисперсии выходных характеристик, измеренных в режиме большого сигнала на разных частотах. Для объяснения этого эффекта предложены модели, принимающие во внимание перезарядку глубоких ловушек на интерфейсе AlGaN/GaN, в объеме AlGaN слоя, на поверхности AlGaN [4-6]. В настоящей работе мы обращаем внимание на еще один возможный механизм неустойчивости, обусловленный "плавающим" потенциалом подложки. На рис. 1 показаны кривые изменения проводимости канала AlGaN/GaN MOSHFET под действием пилообразного управляющего напряжения, изменяемого в пределах от -4 В до нуля и обратно (кривая 1) и от -20 В до нуля и обратно (кривая 2).

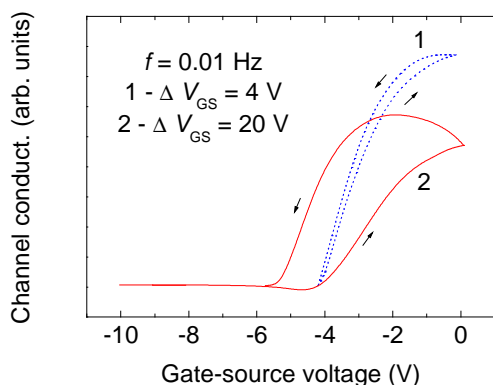


Рис. 1. Гистерезис выходных характеристик AlGaIn/GaN MOSHFET.

Как видно, в режиме большого сигнала переходные характеристики имеют вид гистерезисной петли. При этом при переходе транзистора из открытого состояния в закрытое проводимость канала больше, чем при обратном проходе. Наблюдаемый гистерезис обусловлен, по-видимому, тем, что под влиянием изменяющегося потенциала затвора в структуре индуцируется некоторый заряд,

время релаксации которого сравнимо по порядку величины с периодом изменения потенциала затвора. Форма петли свидетельствует о том, что этот заряд индуцируется за двумерным n-каналом, то есть в слое GaN.

В конструкции транзистора подложка (высокоомный слой GaN n-типа) не имеет гальванической связи с заземленным истоком. То есть, толщина ОПЗ в объеме n-GaN контролируется "плавающим" потенциалом. В этом случае медленно релаксирующим индуцированным зарядом может быть заряд мелких доноров в ОПЗ. Действительно, в условиях "плавающего" потенциала подложки установление зарядового равновесия после изменения потенциала затвора может происходить только за счет генерационно-рекомбинационных процессов. Однако при комнатной температуре это время в случае широкозонного GaN может быть весьма большим, так что заряд в ОПЗ не будет успевать следовать за изменением управляющего напряжения. Для устранения описанной нестабильности в конструкции транзисторов необходимо предусматривать закоротку подложки на исток, как это делается, например, в кремниевых МОП-транзисторах с инверсным каналом [7].

Литература

1. N.G. Weimann, L.F. Eastman, D. Doppalapudi, H.M. Ng, and T.D. Maustakus, *Journ. Appl. Phys.*, 83, 3656 (1998).
2. X.Z. Dang, P.M. Asbeck, E.T. Yu, G.J. Sullivan, M.Y. Chen, B.T. McDermott, K.S. Boutros and J.M. Redwing, *App. Phys. Lett.*, 74, 3890 (1999).
3. T. Vinayak, B. Green, V. Kaper, H. Kim, T. Prunty, J. Smart, J. Shely, and L.F. Eastman, *IEEE Electron Device Lett.*, 22, 504 (2001).
4. D. Daumiller, D. Theron, C. Caguere, A.Vescan, R. Dietrich, A. Wieszt, H. Leier, R. Vetury, U.K. Mishra, I.P. Smorchkova, S. Keller, N.X. Nguyen, C. Nguyen, and E. Kohn, *IEEE Electron Dev. Lett.*, 22, 62 (2001).
5. R. Vetury, N.Q. Zhang, S. Keller, and K. Mishra, *IEEE Electron Dev.*, 48, 560 (2001).
6. P.B. Klein, S.C. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, A.E. Wickenden, D.D. Koleske, R.L. Henry, and D.S. Katzer, *Electronics Lett.*, 37, 467 (2001).
7. M.S. Shur, *Physics of Semiconductor Devices*. Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics, Nick Holonyak, Jr. Editor, 1990.

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ Ш-N, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ ГФЭ МОС.

В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.И.Бесюлькин, А.Г.Гладышев, А.В.Сахаров, Н.М.Шмидт, А.Ф.Цацульников, Н.Н.Леденцов.

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

М.Ф.Кокорев,

Санкт-Петербургский Государственный Электротехнический Университет им. В.И.Ульянова (Ленина).

В последнее время полевые транзисторы с высокой подвижностью носителей в канале (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/GaN являются объектом многочисленных исследований, проводимых в Японии, США и Европе [1-3]. Физические свойства системы Ш-N позволяют рассчитывать на создание транзисторов с параметрами, превосходящими достижимые в других Ш-V системах. В частности, сильные ($\sim 10^6$ В/см) встроенные пьезо- и пироэлектрические поля позволяют увеличить загиб зоны проводимости на границе AlGaN/GaN и, тем самым, поднять концентрацию носителей в канале. С другой стороны, данная особенность, в сочетании с неизопериодичностью системы AlN-GaN, затрудняет оптимизацию геометрии приборных структур. Многие особенности эпитаксиального роста и физических процессов, происходящих в гетероструктурах GaN/AlGaN, требуют тщательного изучения.

В данной работе структуры выращивались на сапфировых подложках (0001) методом газофазной эпитаксии разложением металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) в модифицированной установке Epique VP 50-RP. Температура роста эпитаксиальных слоев составляла 1070°C, детали процесса эпитаксиального роста были опубликованы ранее [4]. В экспериментах использовался аммиак с различной, в соответствии с паспортными данными, степенью чистоты - 99.998% (в дальнейшем – 5N) и 99.9999% (в дальнейшем – 6N). По данным предварительных эпитаксий, концентрация N_d-N_a в нелегированных слоях GaN составляла $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при использовании аммиака 5N и 6N, соответственно. Выращенные структуры исследовались методом вольт-емкостных измерений с использованием ртутного зонда. Подвижность и концентрация в данных образцах определялась с помощью холловских измерений методом Ван-дер-Пау. Численное моделирование исследованных структур производилось путем самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера с учетом встроенных пьезо- и пироэлектрических полей с последующим расчетом вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и «кажущихся» профилей (КП) малосигнальным методом [4-6].

Выращенные гетероструктуры представляли собой следующую последовательность слоев: нелегированный GaN толщиной 3 мкм, нелегированный $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$ толщиной d_1 , кремний-легированный $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$ толщиной d_2 , нелегированный GaN толщиной d_3 . Толщины слоев $d_1 - d_3$, молярные потоки SiH_4 и электрофизические параметры структур представлены в Таблице 1.

Зависимость $\mu(n)$ для большинства выращенных структур находится в хорошем соответствии с данными других исследователей, подтверждая их высокое совершенство и указывая на формирование двумерного электронного канала на интерфейсе AlGaN-GaN.

Таблица 1. Геометрия структур. Толщины слоев определялись по результатам предварительных калибровок.

| № | NH ₃ | d ₁ , нм | d ₂ , нм | d ₃ , нм | SiH ₄ , нмоль/мин | 300 К | | 77 К | |
|---|-----------------|------------------------|------------------------|------------------------|---------------------------------|-------------------------|----------------------|-------------------------|-----------------------|
| | | | | | | μ, см ² /В с | n, см ⁻² | μ, см ² /В с | n, см ⁻² |
| 1 | 6N | 2.5 | 7.5 | 10 | 0.4 | 980 | 1.5*10 ¹³ | 3460 | 1.6*10 ¹³ |
| 2 | 6N | 10 | – | 10 | – | 800 | 0.9*10 ¹³ | 3050 | 0.8*10 ¹³ |
| 3 | 6N | 2.5 | 7.5 | 10 | 0.14 | 1209 | 1.1*10 ¹³ | 5000 | 1.2*10 ¹³ |
| 4 | 6N | 5 | 15 | 10 | 0.4 | 990 | 2.1*10 ¹³ | 2770 | 2.1*10 ¹³ |
| 5 | 6N | 12.5 | 7.5 | 10 | 0.4 | 900 | 1.9*10 ¹³ | 3160 | 1.8*10 ¹³ |
| 6 | 6N | 2.5 | 7.5 | 10 | 0.3 | 1290 | 1.2*10 ¹³ | 4800 | 1.3*10 ¹³ |
| 7 | 5N | 2.5 | 7.5 | 10 | 0.4 | 1060 | 1.5*10 ¹³ | 4500 | 1.4*10 ¹³ |
| 8 | 5N | 10 | – | 10 | – | 660 | 1.6*10 ¹³ | 3800 | 0.95*10 ¹³ |

Нелегированные AlGa_N/Ga_N структуры имеют при 300К высокую концентрацию носителей в канале, что сильно затрудняет контролируемое легирование (структуры 1, 2, 7 и 8). Следует отметить, что с использованием аммиака 5N ранее нами успешно выращивались светоизлучающие InGa_N/Ga_N/AlGa_N структуры, в том числе, с p-n переходами. Таким образом, AlGa_N/Ga_N транзисторные структуры более чувствительны к чистоте используемого аммиака.

Концентрация носителей в канале зависит не только от уровня легирования и толщины легированного слоя, но и от полной толщины барьерного слоя AlGa_N (структуры 1, 4, 5). Увеличение толщины AlGa_N приводит к росту концентрации носителей и снижению подвижности в канале, и в некотором смысле эквивалентно повышению уровня легирования. Очевидно, что окончательная оптимизация структуры возможна только на основании исследований готовых приборов.

Расчетные ВФХ (без учета и с учетом эффекта размерного квантования) хорошо совпадают с экспериментальными. Эффект размерного квантования оказывает влияние на форму ВФХ в области запираания канала. Результаты расчетов структуры 2 (определение параметров структуры на основе моделирования) показали высокую чувствительность метода ВФХ к изменению толщин слоев.

Таким образом, нами были выращены и исследованы AlGa_N/Ga_N гетероструктуры с высокой подвижностью носителей в канале. Полученные значения подвижности носителей находятся на уровне лучших опубликованных результатов. Показано, что свойства таких структур в значительной степени зависят как от геометрии слоев, так и от чистоты используемого аммиака.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (01-02-18011).

[1] Y.Ando, Y.Okamoto, H.Miyamoto, N.Hayama, T.Nakayama, K.Kasahara, Y.Ohno,

M.Kuzuhara, phys. stat. sol. (a) 2001, 188, No. 1, 191-194

[2] H.Kim, V. Tilak, B.M. Green, J.A. Smart, W.J. Schaff, J.R. Shealy, L.F. Eastman, phys. stat. sol. (a) 2001, 188, No. 1, 203-206

[3] M.J.Uren, D. Herbert, T. Martin, B.T. Hughes, J. Birbeck, R. Balmer, A.J. Pidduck, S.K. Jones, phys. stat. sol. (a) 2001, 188, No. 1, 195-198

[4] Lundin W.V., Sakharov A.V., Tsatsul'nikov, A.F., Zavarin E.E., Besulkin A.I., Kokorev M.F., Kutt R.N., Davydov V.Yu., Tretyakov V.V., Pakhnin D.V., Usikov A.S., Physica Status Solidi A, 2001, v. 188, 2, pp. 885-888.

[5] Kokorev M. F., Maleev N. A., Semicond. Sci. Technol., 2000, v.15, 3, pp. 301-307.

[6] Kokorev M.F., Maleev N.A., Pakhnin D.V., Zhukov A.E, Ustinov V.M., Proceedings 9th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology (Edited by Zh. Alferov and L. Esaki), St.-Petersburg, Russia, June 18-22, 2001, pp.230-233.

AlGaN/GaN HEMTs FABRICATED BASED ON HVPE GROWN EPITAXIAL STRUCTURES

*M. A. Mastro, D. Tsvetkov, V. Soukhoveev, G. Gainer, O. Kovalenkov,
A. Pechnikov, V. Dmitriev, and A. Usikov^{(1)*}.*

TDI, Inc., Silver Spring, MD 20904, * usikov@tdii.com

⁽¹⁾ On leave from Ioffe Physico Technical Institute

B. Luo, F. Ren,

Department of Chemical Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611

K. H. Baik, S. J. Pearton

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

N. Kuznetsov, N. Shmidt,

Ioffe Physico Technical Institute, St. Petersburg 124091, Russia

High electron mobility transistors (HEMTs) based on the III-nitride material system have attracted interest for high-frequency devices operating at high-power levels. Nitride based HEMTs can achieve power, bandwidth and efficiency levels that exceed the performance of GaAs or SiC based devices. The development of nitride HEMTs for compact RF and microwave electronics will provide a significant cost and performance advantage for a number of military and commercial systems including X-band radar systems, and power amplifiers for satellite and terrestrial communication. High performance AlGaN/GaN HEMT devices have been demonstrated based on epitaxial structures grown by MOCVD [1] and MBE [2] technologies.

TDI has recently grown the world's first AlGaN/GaN HEMT structures using an advanced hydride vapor phase epitaxy (HVPE) system [3]. This achievement is important from the commercialization point of view because the HVPE method developed at TDI is capable of producing epitaxial structures at a fraction of the cost of industry standard MOCVD or MBE technologies.

In this paper we report on the properties of AlGaN/GaN structures grown at TDI by HVPE and the resultant HEMT devices. Epitaxial structures were processed and tested at the University of Florida and investigated at the Ioffe Institute and TDI. The surface morphology of these structures grown on sapphire substrates was excellent with a root-mean-square roughness of approximately 0.2 nm over a 10x10 mm² area. Capacitance-voltage measurements showed the formation of a dense sheet of charge at the AlGaN/GaN interface (Fig. 1a). The formation of two-dimensional electron gas (2DEG) was confirmed by Hall effect measurements. Low-temperature photoluminescence detected a transition between the 2DEG and ionized holes at 3.42 eV (Fig. 1b). Fabricated HEMTs with 1 μm gate length exhibited transconductances in excess of 110 ms/mm and drain-source current above 0.6A/mm (Fig. 2).

This is the first demonstration of 2DEG formation in a nitride structure grown by HVPE. Performance of HVPE grown HEMTs is comparable to MOCVD and MBE grown devices. Fabrication of HEMTs by HVPE technology is a significant step towards commercialization of low-cost epitaxial materials for advanced electronic systems.

Acknowledgement. The work at both TDI and UF is partially supported by MDA and managed by the Office of Naval Research (STTR grant number N00014-02-M-0287) under the supervision of Dr. Colin Wood.

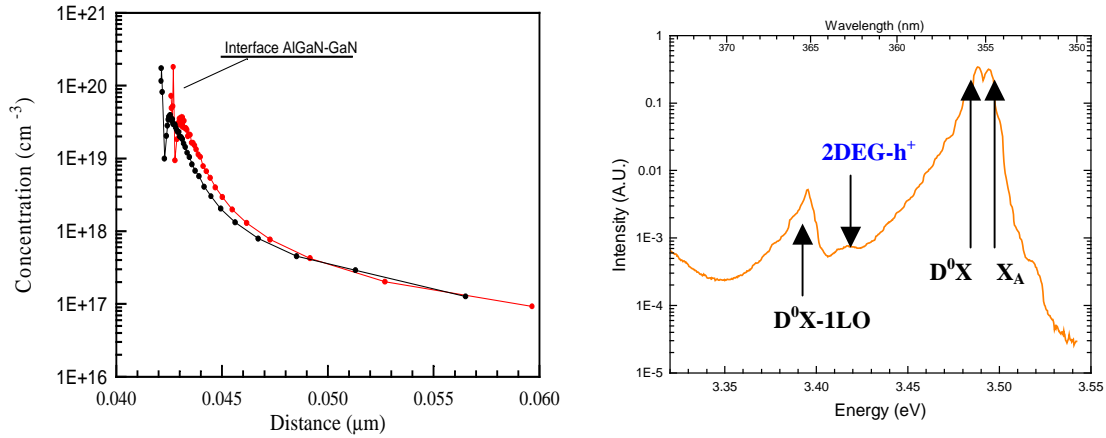


Fig. 1. $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}/\text{GaN}$ HEMT structure: (a) N_D-N_A concentration profile measured by Hg probe at 10KHz for at different parts on the wafer and (b) 11 K PL spectrum showing a 2DEG to ionized hole transition at 3.42 eV.

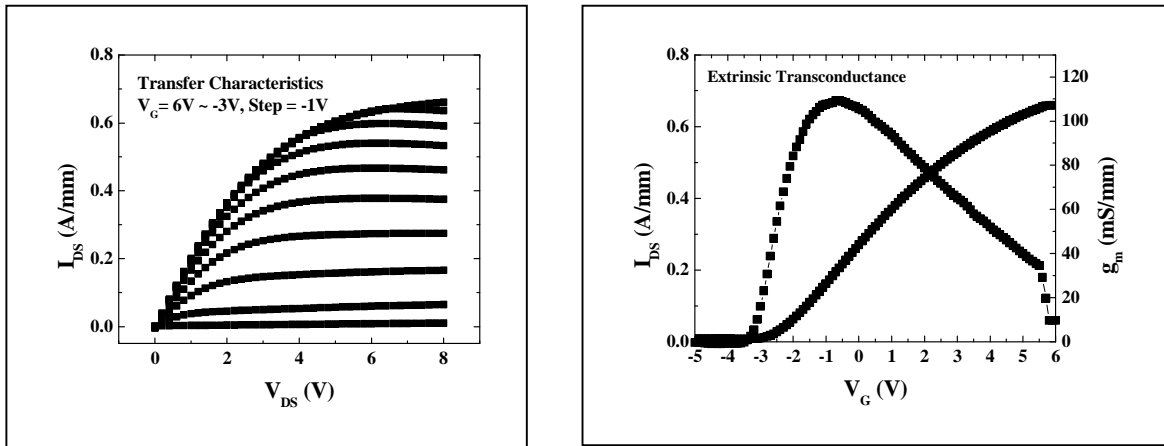


Fig. 2. Gate I-V characteristics for HVPE-grown, $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ HEMT (a) Drain I-V characteristics and (b) transfer characteristics.

- [1] S. Arulkumar, M. Sakai, T. Egawa, H. Iskikawa, T. Jimbo, T. Shibata, K. Asai, S. Sumiya, Y. Kuraoka, M. Tanaka, O. Oda, Appl. Phys. Lett. **81**, 1131 (2002).
- [2] B. Luo, J. W. Johnson, J. Kim, R. M. Mehandru, F. Ren, B. P. Gila, A. H. Onstine, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, A. G. Baca, R. D. Briggs, R. J. Shul, C. Monier and J. Han, Appl. Phys. Lett. **80**, 1661 (2002).
- [3] Submitted abstract to MRS 2003 Spring Meeting

РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИЙ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ AlGaN/GaN

Дорофеев А.А., Кораблин А.С., Крымко М.М., Матвеев Ю.А., Разгуляев И.И.
ГУП НПП «Пульсар», 105187, Москва, Окружной проезд, 27, e-mail: pulsar@dol.ru

*Баранов Д.А., Кайдаш А.П., Красовицкий Д.М., Павленко М.В., Петров С.И.,
Погорельский Ю.В., Соколов И.А. Чалый В.П.*
ЗАО «Научное и технологическое оборудование», 194156, Санкт-Петербург, а/я 29,
atcste@mail.fi.ru

В докладе обсуждены основные проблемы создания СВЧ-транзисторов на основе соединений GaN:

1. Конструкция эпитаксиальной структуры или гетероструктуры на основе GaN или AlGaN/GaN/сапфир (толщины слоев, концентрация носителей и подвижность в активном слое, сопротивление буфера).
2. Конструкция транзисторной структуры маломощного транзистора с расширенным динамическим диапазоном, транзистора средней мощности, мощного транзистора.
3. Технологические схемы формирования транзисторных структур и последовательность технологических операций:
создание межчиповой изоляции («мезы»);
создание контактной группы;
создание затворной группы.
4. Приведены результаты применения разработанных технологических схем для изготовления СВЧ-транзисторов на основе GaN и AlGaN/GaN. Изготовлены транзисторные структуры на GaN и AlGaN/GaN. Исследованы статические и динамические параметры транзисторных структур.
Сформированы технические требования к гетероэпитаксиальным структурам и технологическим процессам изготовления транзисторов.

ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaN/GaN С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

В.Г. Мокеров*, Л.Э. Великовский, М.Б. Введенский, З.Т. Канаметова, П.В. Сазонов, Д.С. Силин

Институт СВЧ-полупроводниковой электроники РАН 117105, Москва, Нагорный проезд, дом 7, корпус 8/0, тел. 763-48-21, факс: 935-88-72, e-mail: mok@mail.cplire.ru

Ю.Грауль, О.К. Семчинова

Лаборатория Информационных Технологий, Ганноверский университет, 30167, Ганновер, Германия.

AlGaN/GaN-HEMT-транзисторы и ММИС на их основе рассматриваются как наиболее эффективные для передающих СВЧ-устройств в современных системах телекоммуникаций и электронных средств вооружений (бортовые радары на АФАР, устройства радиоэлектронной борьбы и т.д.).

В работе представлены результаты совместных исследований Ганноверского Университета (Германия) и Института СВЧ-полупроводниковой электроники РАН (Россия) по разработке таких транзисторов. Для системы AlGaN/GaN здесь впервые опробована инвертированная гетероструктура, в которой двумерный электронный газ (ДЭГ) локализуется на нижней границе канала GaN.

Исследованные структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменным источником (РАМБЕ) азота на установке RIBER-32 на сапфировых (0001) подложках. Азотные радикалы генерировались высокочастотным источником фирмы ADDON.

Процедура роста начиналась с нитридации ростовой поверхности в течение 30 мин. (750°C, 400Вт, в потоке азота 1,25см³/мин.). Затем выращивались: 2мкм – буферный слой GaN при 690°C, 50нм - барьерный слой Al_{0,3}Ga_{0,7}N при 720°C, 30нм – канал GaN при T=720°C, и 4нм – ограничительный слой Al_{0,3}Ga_{0,7}N при T=725°C. В отличие от стандартных гетероструктур AlGaN/GaN, зародыше-образующий слой AlN здесь не формировался. Такая технология позволяла формировать поверхность с проводимостью n-типа, с векторами спонтанной и пьезоэлектрической поляризации, направленными вдоль направления роста, что, как будет показано ниже, обеспечило локализацию ДЭГ у нижней границы канала GaN. Холловские значения подвижности μ_e и концентрации n_e электронов, измеренные при T=300°K, составили: $n_e=2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_e=450 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

При изготовлении транзисторов формирование меза областей (для межприборной изоляции) осуществлялось методами оптической литографии и «сухого» реактивного ионного травления в CCl₄.

В качестве металлизации омических контактов исследовались системы Ti/Al/Ti/Au и Ti/Al/Ti. Омические контакты вжигались при температуре 800°C в течение 50сек. на специально разработанной для этих целей установке быстрого термического отжига. Это позволило достичь сопротивления контактов менее 1 Ом·мм.

Формирование T-образного затвора длиной $L_g=0,25 \text{ мкм}$ осуществлялось методом электронной литографии с использованием трехслойной системы электронорезистов (PMMA/P(MMA-MAA)/PMMA). В качестве затворной металлизации использовалась система Ni/Au.

На рис. 1 представлены вольт-амперные (I-U) характеристики исследуемых транзисторов. Максимальный ток стока I_d здесь достигал 1А/мм, а максимальная крутизна g_m составляла 140мС/мм. На рис.2 приведен глубинный профиль концентрации электронов $n(x)$ в гетероструктуре, вычисленный из вольт-фарадной характеристики. Как следует из рис.2,

электроны проводимости локализируются в очень узком ($<10\text{нм}$) слое на гетерогранице, что является прямым доказательством формирования ДЭГ в этой структуре, а исследуемый транзистор представляет собой AlGaIn/GaN-HEMT. Исходя из измеренных значений крутизны g_m и емкости затвора C_{gs} , была оценена предельная частота усиления по току f_t исследованного AlGaIn/GaN HEMT: $f_t = g_m / 2\pi \cdot C_{gs} \approx 20\text{ГГц}$. Удельная выходная мощность исследованных транзисторов составила $1,7 \div 2,0\text{Вт/мм}$.

В заключении авторы выражают благодарность Е.Н.Енюшкиной, М.Ю.Щербаковой, Ю.В.Федорову за выполнение операций литографии при изготовлении транзисторов.

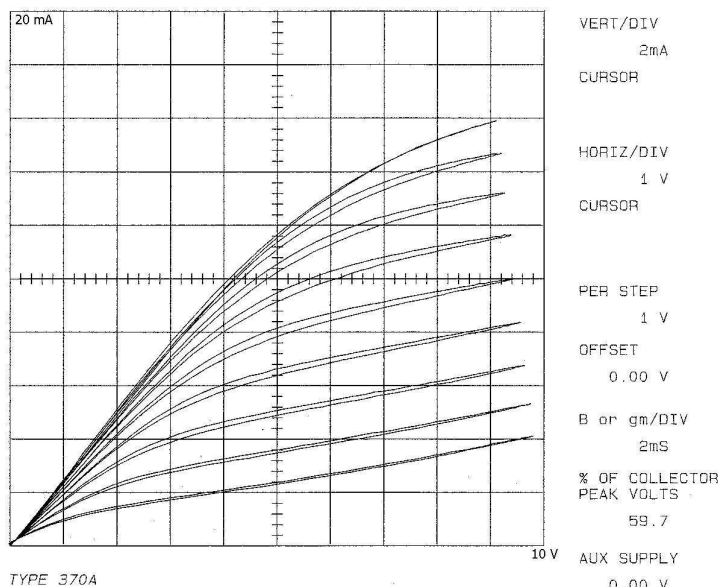


Рис.1 Вольтамперная характеристика транзисторов

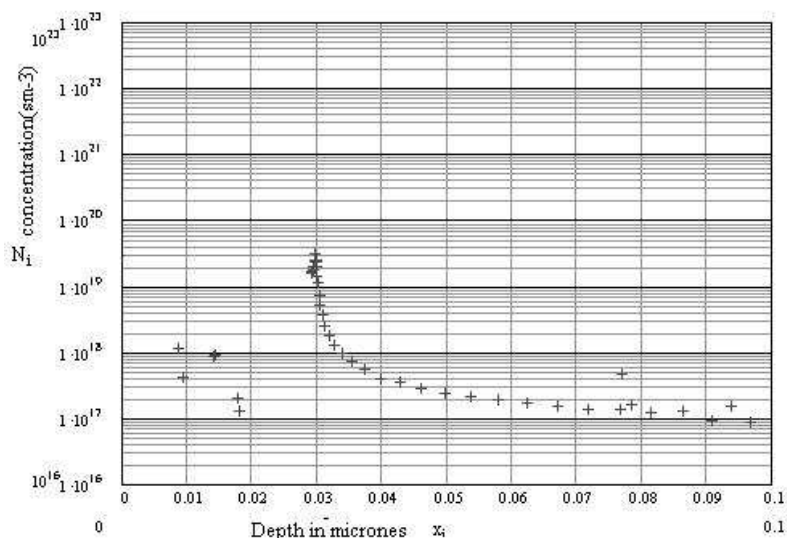


Рис.2 Профиль концентрации электронов

ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ С НИЗКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ ДЛЯ AlGaN/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В.Л. Гуртовой, С.Ю. Шаповал

ИПТМ РАН, 142432 Черноголовка, e-mail: shapoval@ipmt-hpm.ac.ru

В.Е. Земляков, В.А. Красник, А.М. Темнов, В.А. Гудков

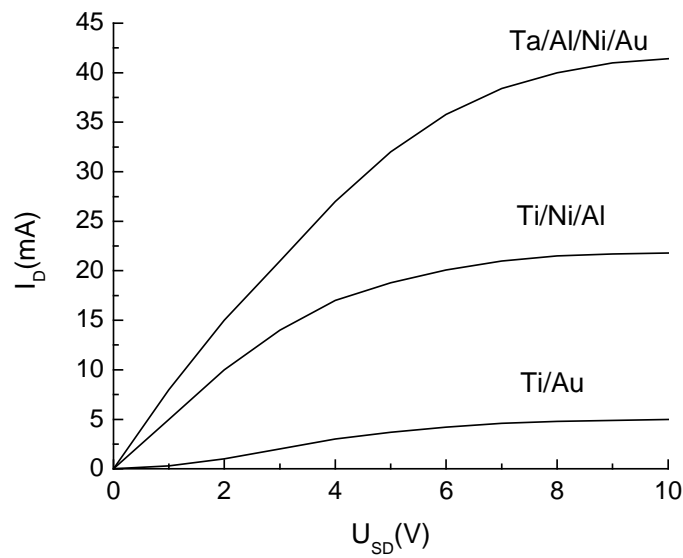
ФГУП «Исток», Фрязино

Благодаря уникальным электронным и тепловым свойствам GaN, гетероструктурные транзисторы на основе этого материала имеют огромные перспективы для применений в системах СВЧ связи и обнаружения. В то же время, для реализации высоких мощностных параметров GaN транзисторов требуется разработка технологии низкоомных омических контактов. Омические контакты с умеренными характеристиками (1×10^{-4} - 1×10^{-5} Ом см²) приводят к резкому уменьшению выходной мощности, крутизны, КПД и рабочего частотного диапазона приборов. Омические контакты на основе Ti/Al довольно широко применяются для получения достаточно низкого контактного сопротивления [1,2]. Недавно были опубликованы результаты о получении удельного контактного сопротивления 5×10^{-7} Ом см² при использовании тантала [3].

В данной работе приводятся сравнительные данные по применению различных металлов для формирования омических контактов нелегированных AlGaN/GaN гетероструктурных транзисторов.

Эпитаксиальные структуры растились методом MOCVD на подложках сапфира. Рост осуществлялся в следующей последовательности: 100 нм зародышевый слой AlN, 1.5 мкм нелегированный GaN и 20 нм Al_{0.3}Ga_{0.7}N. Слоевое сопротивление индуцированного канала составляло порядка 1100 Ом/ . Для формирования контактов травилась меза, наносилась металлизация, затем делалась оптическая литография и травление металла. После снятия резиста проводилось вжигание контактов (ширина затвора 50 мкм, расстояние сток-исток 5 мкм). В качестве металлизации контактов использовались следующие комбинации металлов: Ti/Au (100/600 нм), Ti/Ni/Al (100/100/100 нм) и Ta/Al/Ni/Au (20/20/100/600 нм). Первые две комбинации металлов вжигались в атмосфере азота 1 минуту при температуре 800°C, а металлизация на основе Ta при 700°C. Для корректного сравнения характеристик, различные типы омических контактов изготавливались на кусках, полученных из одной и той же эпитаксиальной структуры. Следует отметить, что использование взрывной литографии приводило к формированию нелинейных контактов для всех комбинаций металлов.

На рисунке представлены вольтамперные характеристики AlGaN/GaN структур с различными омическими контактами. Следует отметить, что разные токи насыщения определяются качеством полученных контактов. Применение металлизации на основе Ti/Au не позволило получить линейные омические контакты. В то же время, Ti/Ni/Al и Ta/Al/Ni/Au образовали линейные омические контакты с токами насыщения 400 и 850 мА/мм, соответственно. Из начального линейного участка можно оценить контактное сопротивление данных структур, учитывая, что сопротивление канала составляет 1100 Ом/кв. Для металлизаций Ti/Ni/Al и Ta/Al/Ni/Au, общее сопротивление сток-исток составило 10 и 6.65 Ом мм из которых 4.4 (44 %) и 1.15 (17 %) Ом мм ответственны за контактное сопротивление стока и истока, соответственно.



1. A.N. Bright, P.J. Thomas, M. Weyland, D.M. Tricker, C.J. Humphreys, and R. Davies, *J. Appl. Phys.*, 89, 3143 (2001).
2. S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, D. Qian, S.S. Lau, and P.K. Chu, *Appl. Phys. Lett.*, 73, 2582 (2001).
3. S.-H. Lim, J. Washburn, Z. Liliental-Weber, and D. Qian, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 3797 (2001).

НОВЕЙШИЕ ТЕНДЕНЦИИ В КОНСТРУИРОВАНИИ ПОЛЕВЫХ GaN - ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРОВ (обзор)

А.Н.Ковалев

Московский Государственный Институт Стали и Сплавов, Москва, 119991, Ленинский пр.4.
E-mail: kovalev@misis.ru

Интенсивные исследования и разработки полевых транзисторов на AlGaIn/GaN гетероструктурах (HEMT, HFET, MOSHFET) являются вторым (после светодиодов и лазеров) главным направлением применения нитридов III группы. Известны их уникальные свойства, перспективные для высокотемпературных СВЧ устройств высокой мощности. Мощные полевые GaN- транзисторы необходимы для радаров с фазированными решетками, спутниковой связи, генераторов и переключателей базовых станций, коммуникаций, где требуется выходная СВЧ- мощность 30-100 Вт. Обсуждаются задачи и нерешенные проблемы на пути реализации потенциальных возможностей GaN-гетеротранзисторов.

Для получения оптимальных параметров GaN HFET необходимо иметь базовый слой GaN толщиной до 2 мкм с гладкой поверхностью Ga-полярности, с концентрацией неконтролируемых примесей ниже $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Противоречивые требования увеличения крутизны g_m , тока $I_{d\text{макс}}$, уменьшения тока утечки затвора I_g решают различными способами.

Для достижения высокой g_m толщину барьерного слоя AlGaIn уменьшают до 12 нм при обеспечении зеркально гладкой поверхности раздела с GaN. При этом уменьшается концентрация электронов n_s , поступающих в 2D- канал, и возрастает I_g . В барьерную крышку вводят дополнительный верхний слой GaN: в структуре GaN/Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN высота барьера возрастает на 0.3-0.4 эВ и достигает 1.9 эВ. Увеличение высоты барьера уменьшает I_g без увеличения общей толщины барьера. Между AlGaIn и GaN помещают тонкий, 1 нм, слой AlN; в результате, из-за большего разрыва границ зон (ΔE_c), увеличивается и n_s , и подвижность μ в канале. AlN более совершенен, чем AlGaIn, на его гетерогранице меньше поверхностное рассеяние электронов. Кроме того, уменьшается I_g .

Для повышения $I_{d\text{макс}}$ необходимо увеличение n_s и μ . Встроенная сверхрешетка AlGaIn/GaN (5 периодов) в базовом слое GaN и спейсер AlN в барьерном слое создают 2D- канал с зеркально гладкой поверхностью. Такие композиции дали $\mu = 1600 \text{ см}^2/\text{Вс}$ для структур на сапфире и $\mu = 2000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ для структур на SiC при $n_s = 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [1].

При создании GaN HFET с тонким барьерным слоем обеспечение электронами 2D- канала оказывается недостаточным. В дополнение к пьезолегированию применено модулированное легирование барьерного слоя. В структуре AlGaIn/AlN/GaN с δ - легированием AlGaIn, после выращивания слоя 5 мкм, получены: $n_s = 2.35 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 1060 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Приборы с $L_g = 0.25 \text{ мкм}$ имеют $I_{d\text{макс}} = 1.5 \text{ А/мм}$ при $V_g = +1 \text{ В}$, $g_m = 240 \text{ мСм/мм}$, $f_T = 50 \text{ ГГц}$ и $f_M = 130 \text{ ГГц}$; при $L_g = 0.15 \text{ мкм}$ - $I_{d\text{макс}} = 1.82 \text{ А/мм}$, $g_m = 330 \text{ мСм/мм}$, $f_T = 70 \text{ ГГц}$ [2].

В развитие этой идеи реализован GaN-HFET, который, кроме модулированно-легированного барьерного слоя, имеет нижний легированный n-слой AlGaIn (под GaN), электроны из которого стекают в 2D- канал под действием отрицательных поляризационных зарядов, расположенных на нижней гетерогранице GaN/AlGaIn. В такой BD (back-doping) структуре: нелегированный Al_{0.3}Ga_{0.7}N (4 нм); Al_{0.3}Ga_{0.7}N, легированный Si до $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (5 нм); нелегированный Al_{0.3}GaN (3 нм); нелегированный GaN (25 нм); Al_{0.09}Ga_{0.91}N легированный Si до 10^{19} см^{-3} (10 нм); AlGaIn (1 мкм); подложка SiC, - получены $n_s = 2.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 850 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при 300 К [3].

Изготовлен DHFET с двойной гетероструктурой AlGaIn/InGaIn/GaN [4], в котором возникает поле пьезополяризации из-за напряжения сжатия в тонком слое InGaIn (5 нм). Это способствует локализации электронов в более глубоком 2D- канале. Существенно уменьшен заряд, захватываемый на ловушках, исключено падение тока из-за захвата.

Перечисленные примеры касались послойной структуры гетерокомпозиций GaN-HFET. Не менее важную роль играют постростовые операции, прежде всего, изготовление затвора [5]. Ток утечки I_g существенно ограничивает мощностные и переключательные характеристики прибора, определяет пробивные напряжения и его надежность. Замена барьера Шоттки на MOS затвор, т.е. изготовление MOSHFET, уменьшает I_g на 4-6 порядков даже при $T > 300$ °C. Среди опробованных диэлектриков (SiO_2 , Si_3N_4 , AlN, Ga_2O_3 и др.) наилучшим оказывается Sc_2O_3 [6]. MOS затвор с Sc_2O_3 не деградировал при облучении протонами 40 мэВ дозой $5 \cdot 10^{10}$ см⁻²; Sc_2O_3 создает условия, обеспечивающие максимальное сопротивление нарушениям при протонном облучении. К этой проблеме относится и создание надежного пассивирующего слоя с минимумом ловушек на границах Me и GaN.

Актуальной проблемой является создание GaN-HFET на Si подложках, для чего требуются особые переходные буферные слои. Изготовлены приборы на Si подложках диаметром > 100 мм, с параметрами, близкими к приборам средней мощности на сапфире и SiC. Температура в канале HFET на Si увеличивается с ростом рассеиваемой мощности много меньше, чем для прибора на сапфире: 95 °C для HFET на Si и 320 °C - на сапфире при 6 Вт/мм. [7].

Перечисленные примеры и проблемы не исчерпывают всех вопросов, связанных с созданием совершенного полевого GaN – гетеротранзистора; они свидетельствуют о необходимости продолжения физических исследований и разработок в различных технологических направлениях.

[1] A.Demchuk et. al. MRS Symp. on Nitrides, Boston, Dec., 2002, Abstr. L9.4, p. 283.

[2] R. Dupuis et. al. Electron Lett., 2002, 38(9), p. 428.

[3] N. Maeda et. al. MRS Symp. on Nitrides, Boston, Dec., 2002, Abstr. L9.3, p. 284.

[4] H.-M. Wang et. al. MRS, v. 693, 2002, p. 811.

[5] F. W. Clarke et. al. MRS Symp. on Nitrides, Boston, Dec., 2002, Abstr. L9.10. p. 284.

[6] K. Allums et. al. MRS Symp., v. 693, 2002, p.713.

[7] P. Kordos et. al. MRS Symp. on Nitrides, Boston, Dec., 2002, Abstr. L9.1, p.282.

СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ И ПРОБЛЕМЫ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ

А.Э.Юнович

Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, 119992 Москва.
yunovich@scon175.phys.msu.su

Исследования полупроводниковых нитридов III группы, структур с гетеропереходами и разработки светодиодов (СД) на основе GaN и его твердых растворов (InGaN, AlGaN) за последнее десятилетие создали перспективу замены ламп накаливания и люминесцентных ламп светодиодными излучателями [1,2]. Эта перспектива аналогична замене вакуумных электронных ламп транзисторами, прошедшей во второй половине XX века. Светоотдача полупроводниковых излучателей превышает светоотдачу ламп накаливания (>50 лм/Вт), срок их службы достигает 20000 час. Разработаны эффективные СД белого свечения [3].

В ведущих промышленно развитых странах созданы национальные программы создания твердотельного освещения, рассчитанные на 5-10-20 лет [4]. Цели программы США представлены в Таблице [4]. Достижение этих целей позволит сэкономить электроэнергию, соответствующую строительству более 100 электростанций мощностью 1000 МВт; оценки прибылей за 20 лет составляют от 60 до 120 млрд. \$. Авторы программы сравнивают ее значение для Соединенных Штатов с программой ядерных исследований в 40-е годы («Проект Манхеттен»).

| | Светодиод 2002 | Светодиод 2007 | Светодиод 2012 | Светодиод 2020 | Лампа накалив. | Люмин. Лампа |
|---------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------|-------------------|-----------------|
| Светоотдача , лм/Вт | 25 | 75 | 150 | 200 | 16 | 85 |
| Срок служ. тыс. час. | 20 | >20 | >100 | >100 | 1 | 10 |
| Свет. Поток, лм/ лампу | 25 | 200 | 1000 | 1500 | 1200 | 3400 |
| Вход, Вт/лампу | 1 | 2.7 | 6.7 | 7.5 | 75 | 40 |
| \$/люм | 200 | 20 | <5 | <2 | 0.4 | 1.5 |
| \$/1 лампу, | 5 | 4 | <5 | <3 | 0.5 | 5 |
| Цвет. Индекс | 75 | 80 | >80 | >80 | 95 | 75 |
| Выход на рынок | Слабое освещение | Замена ламп нак. | Замена люм. Ламп | Все применен. | | |

Представляется необходимым создать Российскую программу исследований и разработок с целью создания твердотельного освещения. Программа должна быть рассчитана на длительный период. На начальных этапах необходимы крупные капиталовложения, которые должны многократно окупиться в последующие годы. Это потребует координации и возможного объединения предприятий как электронной, так и светотехнической промышленности и соответствующей социальной политики. Это потребует подготовки новых кадров в высших и средних специальных учебных заведениях. Это потребует расширения международных научных и промышленно-экономических связей, связанных со светодиодной тематикой. Для финансирования программы необходимо привлечь как федеральные, так и региональные бюджетные средства, средства зарубежных и отечественных частных инвесторов.

В процессе осуществления Программы необходимо создать промышленное производство нитридных материалов, светодиодов нового поколения, организовать массовое и экономически оправданное производство светотехнической аппаратуры на основе полупроводниковых приборов. Преимущества СД обусловлены не только сохранением электроэнергии, но и уменьшением загрязнения окружающей среды, улучшением восприятия света, экономией денег потребителей.

Производство СД в России в настоящее время осуществляется на импортных чипах. Опыт научных исследований по выращиванию нитридных гетероструктур с квантовыми ямами для СД накоплен в ФТИ им. А.Ф.Иоффе и представлен на настоящей Конференции. Его необходимо использовать для решения пока нерешенной проблемы отечественного промышленного производства нитридных гетероструктур и заготовок на их основе (чипов) для СД. Для производства структур необходимо приобретение импортного оборудования. Конструирование и производство отечественного оборудования для эпитаксиального роста нитридных структур - задача далекого плана, но заделы для ее решения есть в Зеленограде. Основой твердотельного освещения будут белые СД. Существуют три способа создания белых СД: суммирование спектров трех или нескольких СД; возбуждение трех люминофоров ультрафиолетовым СД; сложение спектра голубого СД со спектром возбуждаемого им желто-зеленого люминофора.

Спектры белых СД на основе СД со структурами типа InGaN/AlGaIn/GaN , покрытых люминофорами из алюмо-иттриевых гранатов с примесью ионов церия, имеют голубую и желто-зеленую полосу, сумма которых близка к белому свечению. Они разрабатываются различными (в том числе и отечественными) фирмами. Восприятие света характеризуется как цветовыми координатами на диаграмме МКО, так и коэффициентом цветопередачи при отражении излучения белого СД с заданным спектром от разных поверхностей. Разработки белых СД требуют совместного изучения люминесцентных свойств полупроводниковых гетероструктур и различных люминофоров. Достоинства и недостатки СД трех типов определяют возможности их применений в будущем, и исследования следует вести по всем трем направлениям [5].

Промышленные белые СД сейчас имеют светоотдачу 10-30 лм/Вт, что уже достаточно для многих применений. Одним из путей увеличения светоотдачи является разработка конструкций кристалла и его поверхности, обеспечивающих максимальный вывод излучения из активной области наружу. Для создания мощных СД необходимо решить задачи отвода тепла от кристалла к корпусу. При массовом применении СД для обычного освещения надо будет решить техническую проблему низковольтных источников питания. Интересны также проблемы психофизиологического восприятия освещения светодиодными лампами.

[1] А.Э.Юнович. Свет из гетеропереходов. Природа, N 6, 38 (2001).

[2] В.Е.Кудряшов, С.С.Мамакин, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, А.Н.Ковалев, Ф.И.Маняхин. ФТП, , 35, N 7, 861 (2001).

[3] В.С.Абрамов, Д.Р.Агафонов, И.В.Рыжиков, Н.П.Социн, А.В.Шишов, Н.В.Щербаков, А.Э.Юнович. Белые светодиоды. Светодиоды и лазеры, N 1/2, 25 (2002).

[4] Light Emitting Diodes for General Illumination. Tutorial materials. OIDA, Ed. Jeff I. Tsao (2002); <http://lighting.sandia.gov/> .

[5] A.Zukauskas, M.Shur, R.Gaska. Introduction to Solid-State Lighting. J. Wiley & Sons, NY, 2002, 207 pp.

ВЫСОКОМОЩНЫЕ (70мВт) СИНИЕ СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ МЕЗА-СТРУКТУРЫ AlGaInN С ОТРАЖАЮЩИМИ КОНТАКТАМИ

С.А.Гуревич, Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, Е.М.Аракчеева, Е.М.Танклевская
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург,
194021 Политехническая ул., д.26.

*А.Л.Закгейм**

Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021 Политехническая ул., д.26. *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru

Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон

ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника” Россия, Санкт-Петербург, 194156,
пр.Энгельса, д.27.

Достижение большой выходной оптической мощности от светодиодов требует, чтобы их конструкция обеспечивала, помимо высокого значения внешней квантовой эффективности η_e , низкие величины последовательного электрического R_s и теплового сопротивлений R_{th} . Действие последних двух факторов вполне очевидно: джоулевы потери на последовательном сопротивлении непосредственно приводят к снижению КПД приборов, а вызванный ими дополнительный разогрев активной области вызывает падение внутреннего квантового выхода излучения η_i , и, как следствие, быстрое насыщение выходной мощности. По этой причине рабочие токи большинства светодиодов лежат в диапазоне 20-30мА. Среди различных конструкций полупроводниковых излучателей, направленных на улучшение их мощностных характеристик, наиболее эффективной, на наш взгляд, является меза-планарная конфигурация на прозрачной подложке с обеими контактными площадками, расположенными на тыльной стороне излучающего кристалла. В такой конструкции свет отражается боковыми стенками меза-структуры и без потерь на затенение электродами выводится через прозрачную подложку (эффекты многопроходности и внутренней фокусировки света), а реализуемый при этом способ монтажа “флип-чип” обеспечивает хороший отвод тепла от активной области прибора. Для подобных светодиодов ближнего ИК-диапазона на основе AlGaAs-гетероструктур в свое время были получены рекордные значения $\eta_e \sim 40\%$ и $P_{out} \sim 100mW$ [1,2].

По ряду причин, аналогичный подход представляется особенно перспективным для разработанных в последнее десятилетие AlGaInN эпитаксиальных излучающих гетероструктур синего и ультрафиолетового диапазонов. Во-первых, в них естественно присутствует прозрачная для генерируемого излучения сапфировая подложка, во-вторых, меза-конструкция диода устраняет верхний полупрозрачный контакт Ni/Au, характеризующийся большими потерями, и, в-третьих, благодаря малой толщине р-эмиттера ($<0.5\mu m$) активная область оказывается практически в непосредственном контакте с теплоотводом, что минимизирует тепловое сопротивление. На рис.1 показано сечение меза-светодиода, изготовленного в данной работе. Для создания приборов использовалась InGaN/AlGaN/GaN гетероструктура с 5-ю квантовыми ямами, генерирующая излучение с $\lambda=470nm$. Рабочая меза площадью $400 \times 300\mu m$ и глубиной $\sim 5\mu m$ формировалась путем реактивного ионного травления в смеси $Cl_2:BCl_3:Ar$ через фоторезистивную маску. Для создания контакта к p-GaN вскрывалась терраса на глубине $\sim 0.9\mu m$ и напылялись слои Ti/Al/Ti/Au. На вершину рабочей мезы (p-GaN) наносился специально разработанный отражающий р-контакт на основе Ni/Ag/Ti/Au. Коэффициент отражения р-контакта, измеренный на длине волны $\lambda=470nm$ составлял $\sim 85\%$. Контактные

площадки усиливались гальваническим Au, толщиной 1-2мкм, и припаивались к ответным электродам кремниевой коммутационной платы, которая, в свою очередь, монтировалась в металлический корпус. Последовательное сопротивление полученных приборов составляло ~10 Ом. Приборы характеризуются высокими энергетическими параметрами (рис. 2): максимальное значение внешней квантовой эффективности $\eta_e=21\%$, максимальная мощность излучения $P_{out}=67\text{мВт}$, при этом работоспособность приборов сохраняется до тока ~250мА ($J\sim 200\text{А/см}^2$), что сравнимо с рекордными значениями параметров, опубликованными недавно фирмой "LumiLeds" [3].

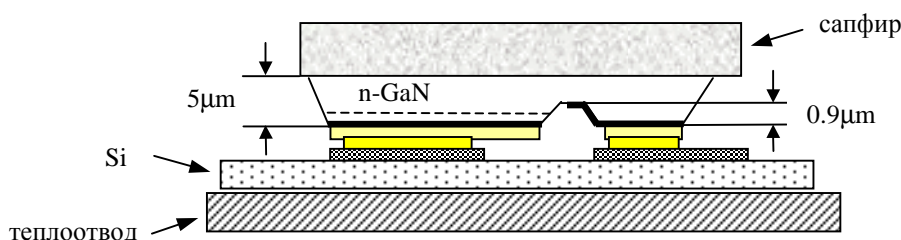


Рис.1. Сечение AlGaInN меза-светодиода смонтированного методом «флип-чип» на Si-подложку и металлический теплоотвод.

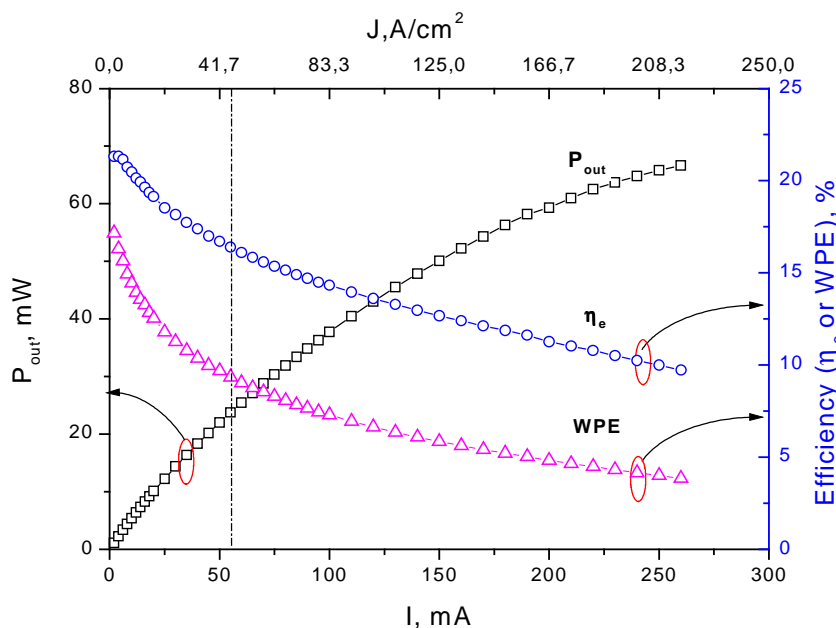


Рис.2. Зависимость от тока выходной мощности, внешнего квантового выхода, КПД

Литература:

Ж.И.Алферов и др. Гетеросветодиод с внешним квантовым выходом $\eta_e = 40\%$ (300К). Письма в ЖТФ, т.3, №14 (1977) с.657.

А.Л.Закгейм и др. Мощные AlGaAs гетерозпитаксиальные излучающие диоды многослойной конструкции. Письма в ЖТФ, т.6, №17 (1980) с.1034.

J.Wierer et al. High-power AlGaInN flip-chip LEDs. Appl.Phys.Lett., v.78 (2001) p.3379.

МОЩНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ БЕЛОГО СВЕТА НА ОСНОВЕ НИТРИДНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ КРИСТАЛЛОВ И ЛЮМИНОФОРОВ, АКТИВИРОВАННЫХ Ce^{3+} ИЛИ Eu^{2+}

А.Л.Закгейм*

Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе, РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021
Политехническая ул., д.26. *e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон, А.А.Богданов

ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника” Санкт-Петербург, 194156,
пр.Энгельса, д.27.

Ф.Ф.Греков, Б.В.Черновец*

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург,
195251, Политехническая ул., д.29. *e-mail: tmet@ftim.spbstu.ru

В настоящее время большинство серийно выпускаемых белых светодиодов имеют в основе синий ($\lambda=460-470$ нм) $AlInGaN$ излучающий кристалл, с нанесенным на него люминофорным покрытием из иттрий-алюминиевого граната, активированного церием – $Y_3Al_5O_{12}:Ce^{3+}$ (YAG: Ce^{3+}). Покрытие частично поглощает синий свет и испускает дополнительный к нему желтый, так что при смешивании суммарное излучение приобретает белый цвет (дихромный белый) [1,2]. Очевидно, что главный энергетический параметр таких приборов – световой КПД или светоотдача (люмен/Ватт) определяется произведением собственного КПД $AlInGaN$ излучающего кристалла на эффективность преобразования его излучения люминофором. Возможности повышения первого из указанных факторов рассмотрены в [3]. Что касается второго, то, несмотря на ряд исследований, посвященных оптимизации YAG: Ce^{3+} люминофора для совместной работы с $AlInGaN$ источниками возбуждения (см. например, [4]), резервы совершенствования люминофорного покрытия не исчерпаны с точки зрения как спектральных, так и физико-химических свойств.

В данной работе проведено сравнительное исследование эффективности возбуждения $AlInGaN$ -светодиодами в диапазоне 400-480 нм стандартного YAG: Ce^{3+} люминофора (марка PТSW01-В, производство «PhosphorTech», США) и оригинального, синтезированного нами, люминофора на основе оксонитридного α -сиалонового материала, активированного европием – $SiAlON:Eu^{2+}$. Люминофор был получен по керамической технологии и идентифицирован методом РФА. Каркасная структура α -сиалона содержит обширные полости, хорошо согласованные по размерам и координации с атомами лантанидов-активаторов (в частности, Eu^{2+}) и, более того, стабилизируется их введением. В сиалоновом твердом растворе состав лигандов активатора подобран таким образом, что внутрицентровые переходы в атомах Eu^{2+} обеспечивают требуемый спектр фотолюминесценции.

На рис.1 показаны типичные спектры излучения фиолетово-синих $AlInGaN$ -кристаллов при различном соотношении In/Ga в активной области прибора на фоне спектров возбуждения люминофоров YAG: Ce^{3+} и $SiAlON:Eu^{2+}$, а на вставке в правом верхнем углу соответствующие зависимости квантовой эффективности фотолюминесценции η_e от длины волны возбуждающего излучения. Как следует из рис.1, $SiAlON:Eu^{2+}$ характеризуется примерным постоянством η_e во всем интересующем нас диапазоне длин волн, а для YAG: Ce^{3+} наблюдается резкий спад η_e при $\lambda < 450$ нм. Вместе с тем, теоретически предельная эффективность дихромного белого излучателя

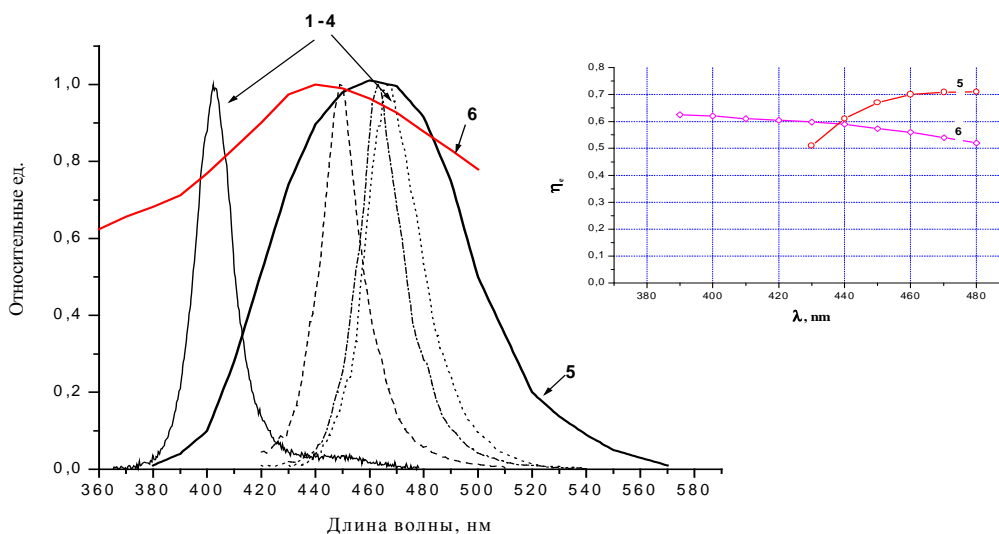


Рис.1. Типичные спектры излучения (кривые 1-4) диодов на основе AlInGaN структур с различным составом активной области на фоне спектров возбуждения YAG:Ce³⁺ (кривая 5) и SiAlON:Eu²⁺ (кривая 6). На вставке соответствующие зависимости η_e от длины волны.

реализуется при его спектральных составляющих: $\lambda_1=445$ нм и $\lambda_2=570$ нм, а максимальная эффективность AlInGaN светодиодов приходится на диапазон 420-440 нм [5].

Были проведены также температурные ($T=0-120^{\circ}\text{C}$) и ресурсные исследования световых и колориметрических характеристик светодиодов с YAG:Ce³⁺ и SiAlON:Eu²⁺ люминофорами. Установлено, что благодаря более высокой температуре тушения люминесценции SiAlON:Eu²⁺, белые светодиоды на его основе обладают лучшей стабильностью координат цветности и линейностью ватт-амперных характеристик в области температур $T>55^{\circ}\text{C}$. В результате работы изготовлены образцы мощных белых излучателей с выходным световым потоком $\Phi\sim 10$ лм и светоотдачей WPE ~ 11 лм/Вт.

1. S.Nakamura, G.Fasol. "The blue laser diode" Chap. 10.4 "White LEDs", p.343. Springer-Verlag, Berlin, 1997.
2. Shimizu et al. Light emitting device having a nitride compound semiconductor and a phosphor containing a garnet fluorescent material. US Pat. № 5998925.
3. С.А.Гуревич, А.Л.Закгейм и др. Высокомощные (70 мВт) AlGaInN светодиоды на основе меза-структуры с отражающими контактами. Тезисы 2-ой Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структура и приборы», С.-Пб., 2003 г.
4. G.Bogner, A.Debray et al. White LEDs. Proc. SPIE. v.3621, 1999, p.143.
5. T.Mukai. Recent Progress in Group-III Nitride Light-emitting Diodes. IEEE J. on selected topic of quantum electronics, v.6, № 2, 2002, p.264.

ЛЮМИНОФОРНЫЕ ПОКРЫТИЯ В ТЕХНОЛОГИИ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

*Меркушев О.М.**, *Ведерникова Л.Г.*, *Нелепин И.В.*, *Петров Ю.Ю.*

Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Отраслевая научно-техническая лаборатория перспективных радиоэлектронных и светотехнических материалов 198013 Санкт-Петербург, Московский проспект, 26 merkush@tu.spb.ru*

Основными методами формирования люминофорных покрытий в производстве источников света являются полив, пульверизация, седиментация и электрофорез. Покрытия требуемой толщины и плотности наносят из золь и суспензий в зависимости от типа и назначения источника света. Толщина люминофорных покрытий определяется размером частиц люминофора и колеблется в диапазоне 15-30 мкм. В качестве связующих материалов, определяющих вязкость суспензий и прочность люминофорных покрытий применяют различные полимеры, которые легко удаляются при термообработке люминофорных покрытий.

Люминофорный слой в белых светодиодах с точки зрения его формирования – нетрадиционный элемент в технологии источников света:

1. Суспензия заполняет рефлектор светодиода, закрывая фронтальную и боковые поверхности полупроводникового кристалла. Поэтому толщина люминофорного слоя вне кристалла существенно выше, чем на его фронтальной поверхности. Подобная конструкция люминофорного слоя оказывает определенное влияние на световые и цветовые характеристики белого светодиода.

2. Ввиду очень малых величин площади люминофорного слоя ($1-3 \text{ мм}^2$) и веса (не более 1 мг) упомянутые выше методы формирования люминофорного слоя не применимы в технологии производства белых светодиодов.

3. Возможен только косвенный контроль удельной плотности и геометрических параметров люминофорного слоя по объему люминофора заполнившего рефлектор.

Учитывая вышеуказанные особенности конструкции люминофорного слоя в белых светодиодах, был выбран капельный метод нанесения люминофора, заключающийся в нанесении ряда капель суспензии в рефлектор с помощью тонкой иглы. Необходимое количество капель определялось визуально по цветности излучения под микроскопом. В случае преобладания в излучении длинноволновой части спектра избыток люминофора удалялся из рефлектора той же тонкой иглой.

В качестве люминофора был взят алюмоиттриевый гранат, активированный церием. Синтез люминофора включал три основные стадии:

1. Совместное химическое осаждение солей иттрия, алюминия и церия с образованием их гидроксидов.

2. Сушка гидроксидов до образования оксидов иттрия, алюминия, церия и их прокаливание при температуре $1400-1600^\circ\text{C}$.

3. Нанесение на поверхность частиц люминофора защитного слоя из оксидов алюминия, иттрия и кремния для придания стабильности люминофору.

Суспензию люминофора готовили в эпоксидной смоле, из которой формировали люминофорный слой в рефлекторе светодиода. Отверждение люминофорного слоя проводили при температурах 25 и 110°C . В качестве источника возбуждения люминофора был взят синий светодиод с максимумом излучения 460 нм.

Как показали измерения координаты цветности излучения (рис.1) при диаметре рефлектора 1 мм составляют $x=0,29-0,36$ $y=0,27-0,34$. Сила светового потока повышается с увеличением размера частиц и достигает предельной величины при размере частиц 8-10 мкм.(рис.2).

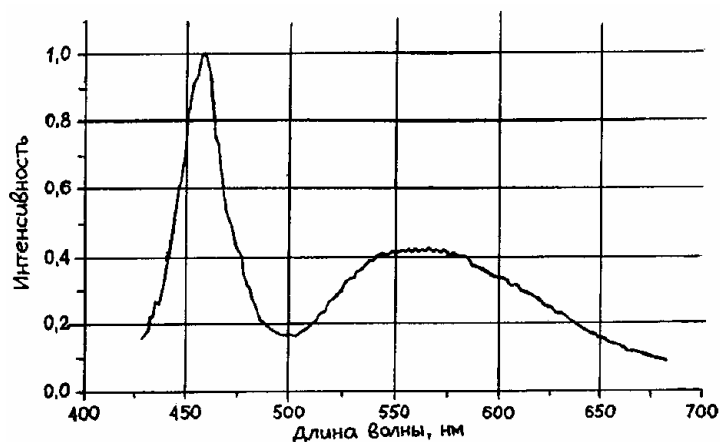


Рис. 1. Спектр излучения белого светодиода.

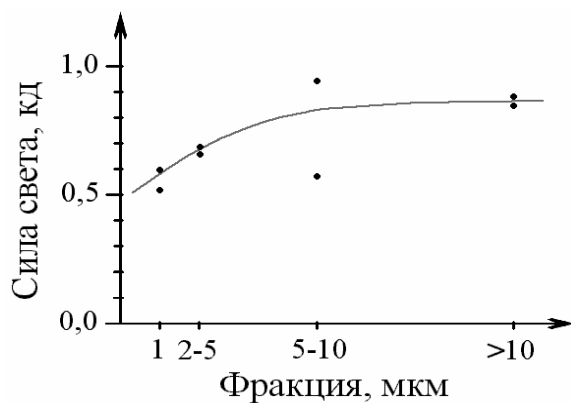


Рис. 2. Зависимость силы светового потока по осевой линии светодиода от размера частиц люминофора.

Измерения светового потока в зависимости от температуры отверждения эпоксидной смолы позволили установить, что интенсивность излучения выше у светодиодов, люминофорный слой которых отвердевался при 25°C и сила света по оптической оси достигает 4-6 кд по сравнению с параметрами светодиодов, отверждение которых проводилось при 110°C , сила их светового потока вдоль оптической оси не превышала 1 кд. Сила светового потока у светодиодов с люминофором без защитной пленки была еще ниже.

Проведенные исследования позволяют заключить, что основные стадии технологии промышленного производства белых светодиодов принципиально разрешимы и особое внимание при его реализации следует уделять структуре и методам формирования люминофорного слоя.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУИРОВАНИЯ МОЩНЫХ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ.

В.С. Абрамов, С.Г. Никифоров, В.П. Сушков, А.В. Шишов.

ООО «Корвет-Лайтс»

В настоящее время конструирование и производство мощных белых светодиодов является приоритетным направлением работ ведущих фирм как за рубежом, так и в России.

Фирма Lumileds (США) начала серийное производство белых светодиодов на основе синих InGaN кристаллов на сапфировой подложке с люминофорным покрытием, имеющих световой выход 14 лм/Вт. Фирма CREE (США) выпускает InGaN кристаллы на подложках SiC с размерами 0,9 x 0,9 мм, предназначенные для мощных белых светодиодов со световым выходом 15 лм/Вт.

Как известно, конструкции белых светодиодов развиваются по 2 основным направлениям: однокристалльные светодиоды на основе синих InGaN кристаллов с длиной волны 465-470 нм с покрытием из люминофоров;

трехкристалльные светодиоды, содержащие кристаллы красного цвета свечения (обычно на основе гетероструктур AlGaInP) и зеленый и синий кристаллы на основе гетероструктур $In_x Ga_{1-x} N$ (отличающиеся различным содержанием In в активном слое).

Однокристалльные светодиоды дешевле трехкристалльных приборов, но именно трехкристалльные приборы обеспечивают идеальную настройку координат цветности белого цвета за счет оптимального баланса значений токов через каждый кристалл.

Наиболее важным обстоятельством в конструировании мощных светодиодов является обеспечение минимального теплового сопротивления прибора. В последнее время наибольшее развитие получил способ «флип-чип» посадки кристаллов на Si-субподложку с последующим монтажом на медном основании светодиода (Lumileds).

На предприятии ООО «Корвет-Лайтс» проведена серия работ по обоснованию перспективности посадки кристаллов InGaN на SiC-подложке способом «флип-чип» монтажа на медный кристаллодержатель светодиода с помощью легкоплавкого припоя в системе Pb-Sn. Показано, что для кристалла с данными размерами имеет место оптимальная толщина припоя, обеспечивающая максимальную прочность соединения кристалла с кристаллодержателем при термоциклировании от -60°C до +100°C и достаточно малую величину теплового сопротивления светодиода.

В перспективных трехкристалльных мощных светодиодах возникает проблема взаимного нагрева близлежащих кристаллов, что приводит к изменению координат цветности белого цвета. Компанией «Корвет-Лайтс» разработана методика измерения температуры кристаллов с помощью «бесконтактной» оптической термопары, позволяющая учесть этот эффект и обеспечить тонкую регулировку баланса белого цвета.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СВЕТОДИОДАХ НА ОСНОВЕ AlGaInN И МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ИХ ЭФФЕКТИВНОСТИ.

В. А. Забелин^(), С. А. Гуревич*

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

^{*}vasya@quantum.ioffe.ru

Как известно, два основных фактора определяют эффективность излучения светодиодов: качество исходной эпитаксиальной структуры (величина внутреннего квантового выхода), а также геометрия прибора, от которой зависит эффективность вывода генерируемого излучения из кристалла. В отличие от большинства полупроводниковых излучающих приборов специфика светодиодов на основе гетероструктур AlGaInN выращенных на сапфире состоит в том, что в них достаточно высокий показатель преломления имеют только тонкие эпитаксиальные слои AlGaInN. В этом случае эффективность вывода определяется, главным образом, условиями полного внутреннего отражения света на границе слой–подложка и сильно зависит от оптических свойств контактов, которые наносятся на поверхность полупроводниковых слоев. В меньшей степени эффективность вывода света зависит от геометрии подложки, поскольку разница показателей преломления сапфира и окружающей среды не столь велика. В данной работе, с помощью моделирования условий распространения и вывода света, рассматривается задача увеличения внешней эффективности излучения светодиодов AlGaInN на сапфире.

В работе построена трехмерная модель распространения световых лучей в структуре светодиода, учитывающая поляризационно-зависимое прохождение и преломление света на внутренних и внешних границах раздела, включая металлические контактные покрытия, поглощение света в различных областях структуры, а также рассеяние излучения на шероховатых поверхностях. С помощью этой модели были рассчитаны трехмерные диаграммы направленности излучения светодиодов с полупрозрачными и отражающими контактами, диодов разных размеров и различной геометрии, с гладкими или шероховатыми гранями. Путем интегрирования полученных диаграмм направленности по углам получены величины внешнего квантового выхода излучения и оценена зависимость этой величины от перечисленных выше параметров прибора. Ниже рассматриваются некоторые из полученных зависимостей.

На Рис. 1 представлены результаты расчета внешней эффективности излучения синих светодиодов AlGaInN на сапфире в зависимости от величины поглощения света в эпитаксиальных слоях. (В расчетах внутренняя квантовая эффективность принималась равной единице). Различные кривые относятся к светодиодам с полупрозрачным контактом Ni/Au и отражающим контактом (Al взят как возможный вариант материала такого контакта). Рассматриваются также два примера окружающей среды, в которой находится светодиод: воздух и эпоксидная смола. Видно, что заметное падение эффективности происходит при потерях в полупроводниковых слоях $\sim 100\text{см}^{-1}$. Согласно литературным данным [1] такие потери могут иметь место в эпитаксиальных слоях GaN на длине волны излучения в этом материале. Видно также, что по сравнению с полупрозрачным контактом отражающий контакт обеспечивает существенно более высокую эффективность вывода излучения. Разница обусловлена тем, что оптические потери на отражение оказываются значительно меньше, чем суммарные потери света в полупрозрачном контакте. Как видно на Рис. 1, погружение прибора в эпоксидную смолу (что обычно происходит при формировании фокусирующей линзы) приводит к более чем двукратному увеличению внешней эффективности. Такое увеличение эффективности обусловлено, очевидно, тем, что разница показателей преломления сапфира ($n=1,75$) и эпоксидной смолы ($n=1,55$) мала, что значительно облегчает вывод света из подложки.

Рассматривалась возможность увеличения эффективности вывода излучения путем создания шероховатой (рассеивающей) поверхности на обратной стороне сапфировой подложки. Увеличение эффективности за счет диффузного рассеяния света – прием используемый в светодиодах на основе AlGaAs [2], однако в применении к светодиодам AlGaInN эффект

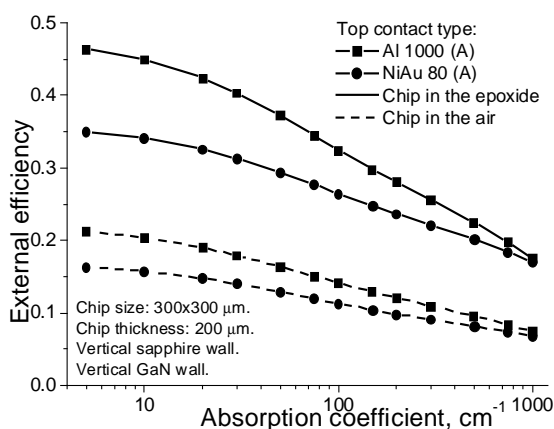


Рис. 1. Влияние поглощения в эпитаксиальном слое на эффективность светодиода

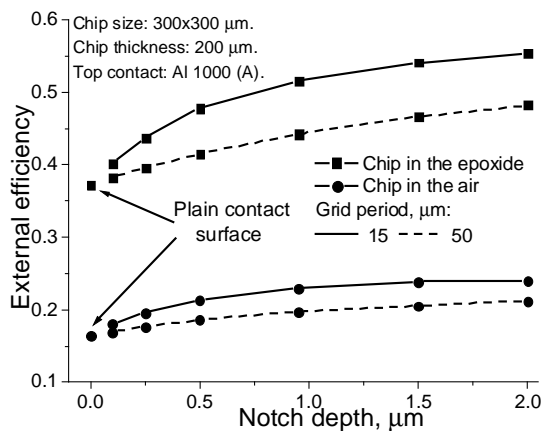


Рис. 2. Влияние рельефа поверхности на эффективность вывода излучения.

диффузного рассеяния еще недостаточно изучен. Результаты моделирования показывают, что для кристалла находящегося в воздухе увеличение степени диффузности поверхности подложки способно заметно повысить эффективность вывода света. Однако помещение кристалла в эпоксидную смолу практически полностью нейтрализует положительный эффект диффузного рассеяния из-за уменьшения скачка показателя преломления между подложкой и окружающей средой.

Перспективный способ повышения эффективности светодиодов AlGaInN состоит в создании регулярных рассеивающих элементов на поверхности структуры. В таких структурах, даже при условии сильного поглощения света в эпитаксиальных слоях, может осуществляться эффективный вывод света в подложку и, соответственно, обеспечиваться высокая эффективность вывода излучения из кристалла. Рассматривались структуры, содержащие сетку глубоких канавок, сформированную на поверхности структуры, на которую наносится отражающий контакт. Зависимость эффективности вывода излучения в таких структурах от параметров рассеивающей сетки представлены на Рис 2. Расчеты показывают, что при уменьшении шага сетки и увеличении глубины канавок эффективность светодиода заметно увеличивается, причем этот результат проявляется как для кристаллов на воздухе, так и для приборов, погруженных в оптически плотную среду (эпоксидную смолу).

- [1] G.Yu, G.Wang, H.Ishikava, et al., Appl. Phys. Lett., v.70(24), p.3209 (1997).
 [2] I. Schnitzer and E. Yablonovitch, Appl. Phys. Lett., v. 63 (16), p. 2174 (1993).

СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ГАЛЛИЯ И ЕГО ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ

А.А.Вилисов, Г.Н.Захарова, Т.И.Коханенко

ФГУП НИИПП, г.Томск, ул.Красноармейская, 99-а. E-mail: vilisovaa@mail.ru

Измерены характеристики зелёных светодиодов ($\lambda=505$ нм), изготовленных с использованием чипов InGaN/AlGaIn/GaN на сапфировых подложках (ф. Nichia Chemical Ind.). Чипы представляли собой многослойную структуру с размерами $0,3 \times 0,3$ мм², общая толщина чипа около 80 мкм, эпитаксиальных слоёв ~ 8-10 мкм. Планарное расположение контактов с характерным размером 100 мкм (диаметр круга и сторона квадрата). Металлизация Ni-Au к контактному слою p-GaN и Ti-Al к контактному слою n-GaN. Экспериментальные светодиоды собирались на стандартных рамках и на мощных медных держателях типа «Техас». Проверка различных режимов посадки чипов на ножку не дала существенных различий в светотехнических характеристиках диодов. Поскольку здесь ничего не предпринималось для оптимизации светодиода, сила света для диодов на рамке получилась около 2 кд (20 мА).

Типичные вольтамперные характеристики диодов имели напряжения отсечки

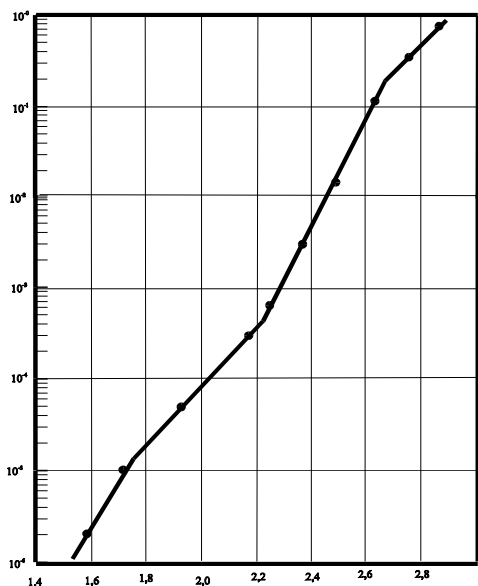


Рис.1.

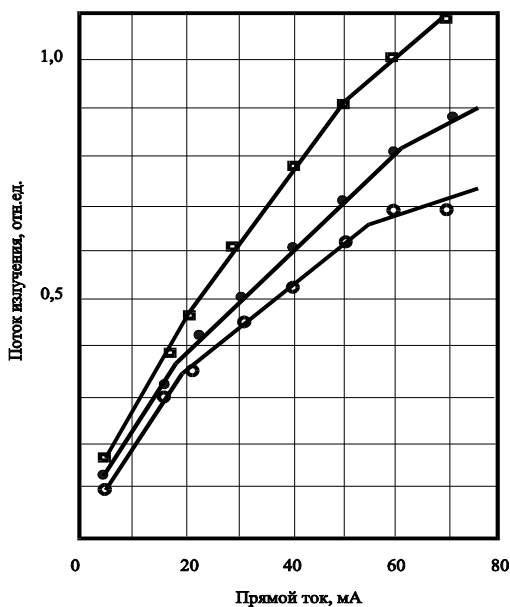


Рис.2

2,6 – 2,7 В, напряжения пробоя 8 – 10 В. Обратные токи в начале характеристики менее 1 нА, начало пробоя довольно «мягкое». В полулогарифмическом масштабе прямая ветвь состоит из нескольких прямолинейных участков (Рис.1). При сглаживании изломов форма ВАХ практически точно соответствует приводимым в [1].

Вольт-амперные характеристики диодов на рамке (Рис.2) имеют излом в районе токов около 20 мА (максимум эффективности люминесценции при 10 – 20 мА) и отклонение от линейности за счёт разогрева кристалла при токах около 50 мА.

При сборке на мощном держателе были опробованы варианты:

№ 1 – Один чип в центре отражателя (диаметр 2,3 мм, высота 0,2 мм). Сферопараболоидная световыводящая линза с выходным окном диаметром 22 мм. Высота параболоида 13,3 мм. Фокус параболоида совмещён с центром отражателя.

№ 2 – Аналогичный держатель и световыводящая линза, но посажено 4 чипа, соединённых последовательно. Естественно, в этом случае чипы смещены от центра отражателя и фокуса параболоида.

№ 3 – Аналогичный держатель «Техас», посажено 4 последовательно соединённых чипа. Световыводящая линза в виде цилиндра с полусферой диаметром 5 мм и высотой 5,8 мм.

Результаты измерений приведены в таблице, а ваттамперные характеристики на Рис.3. (номера кривых соответствуют номерам вариантов).

| № | Угол излучен., град. | Сила света, кд |
|---|----------------------|----------------|
| 1 | 10 | 79 |
| 2 | 17 | 64 |
| 3 | 21 | 9 |

Как видно из таблицы, наибольшая сила света и сила излучения имеют место для светодиода с одним кристаллом (вариант 1). Это естественно, поскольку в этом случае источник излучения наилучшим образом согласован с оптической системой (он ближе к выполнению

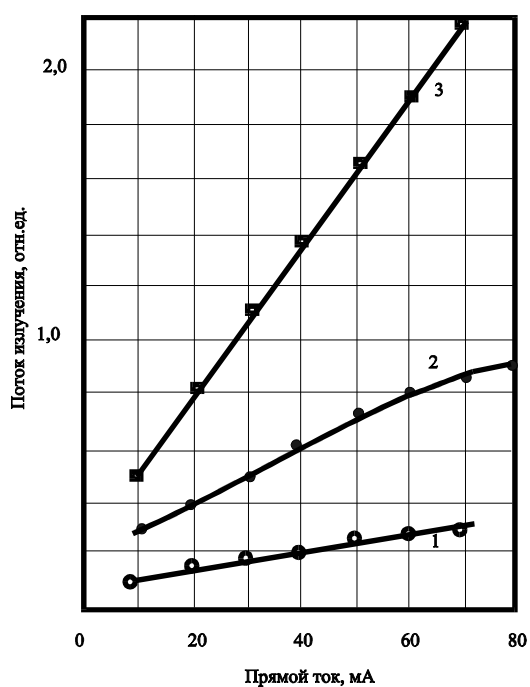


Рис.3.

условий точечного источника).

В двух других вариантах мощности излучения значительно больше (4 последовательно соединённых чипа), но чипы рассогласованы с оптической системой. В результате более широкая диаграмма направленности излучения и меньшие значения силы излучения.

Полученные результаты свидетельствуют о реальной возможности формирования светового излучения дальнедействующих светотехнических устройств (светофоров, например) сборкой нескольких светодиодов в отличие от сборок в несколько сот светодиодов, применяемых в настоящее время.

[1] Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э., Ковалёв А.Н., Маняхин Ф.И. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами. ФТП, 1999, т.33, № 4, с. 445-450.

СТМ ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ СТАДИИ РОСТА ПЛЕНОК Ag НА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001), ВЫРАЩЕННОЙ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

Р.З. Бахтизин¹⁾, К.-Х. Ву²⁾, Ч.-Ж. Шюе²⁾, Ч.-К. Шюе³⁾, Т. Нагао²⁾, Т. Сакурай²⁾

¹⁾Физический факультет Башгосуниверситета, г. Уфа, 450074, РОССИЯ

Тел./Факс: +7 3472 236-574, 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

Нитриды элементов группы III и их сплавы, представляющие собой широко-зонные полупроводники с прямыми оптическими переходами и стабильными физическими и химическими свойствами, считаются наиболее перспективными материалами для разработки новых типов оптоэлектронных устройств, работающих в сине-зеленой области спектра, мощных высокочастотных приборов, способных функционировать в агрессивных средах при высоких температурах, а также приборов спинтроники [1]. Важной частью таких разработок является создание высококачественных контактов металл–GaN.

Для понимания детального механизма начальных стадий образования контакта металл–GaN были исследованы атомные структуры на Ga-полярной поверхности GaN, образующиеся при нанесении субмонослойных пленок Ag (расогласование решеток 2.2%).

Плётки GaN со структурой вьюрцита выращивали *in situ* методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с использованием высокочастотного разряда в азотной плазме на Si-полярной и C полярной подложках 6H-SiC, а также по технологии гомоэпитаксиального роста на недавно ставших доступными подложках объемного GaN(0001). Поверхности SiC подложек очищали двухступенчатым методом, включающим высокотемпературную обработку в атмосфере водорода и травление в потоке Si в условиях сверхвысокого вакуума. Процесс роста контролировали *in situ* с помощью дифрактометра быстрых электронов на отражение. Эксперименты проводили в сверхвысоковакуумном сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) на линии с камерой МЛЭ, базовое давление 3×10^{-11} Торр.

На обогащенной Ga поверхности GaN(0001) получена и исследована атомная структура уникальной жидкой псевдофазы '1×1' [2], которая затем использовалась как подложка для изучения *in situ* при комнатной температуре адсорбции и начальных стадий роста пленок Ag. С этой целью впервые разработаны технологические подходы для получения этой поверхностной фазы на достаточно больших площадях.

Показано, что при малых (≤ 0.8 монослой/min) потоках атомов Ag пленки растут по механизму Странского-Крастанова, а с увеличением скорости покрытия (≥ 1 монослой/min) наблюдается послойный (т.е. двумерный) эпитаксиальный рост. Такое поведение связывается нами с подавлением поверхностной диффузии благодаря возросшей скорости потока (рис. 1) и хорошо согласуется с результатами, полученными на поверхностях GaAs(110), Si(111) с использованием двухстадийного метода, включающего нанесение Ag при низкой (~100K) и нагрев при комнатной температуре [3]. Впервые наблюдалась атомная структура покрытой Ag не реконструированной поверхности GaN(0001)-1×1 и предложена ее структурная модель (рис. 2).

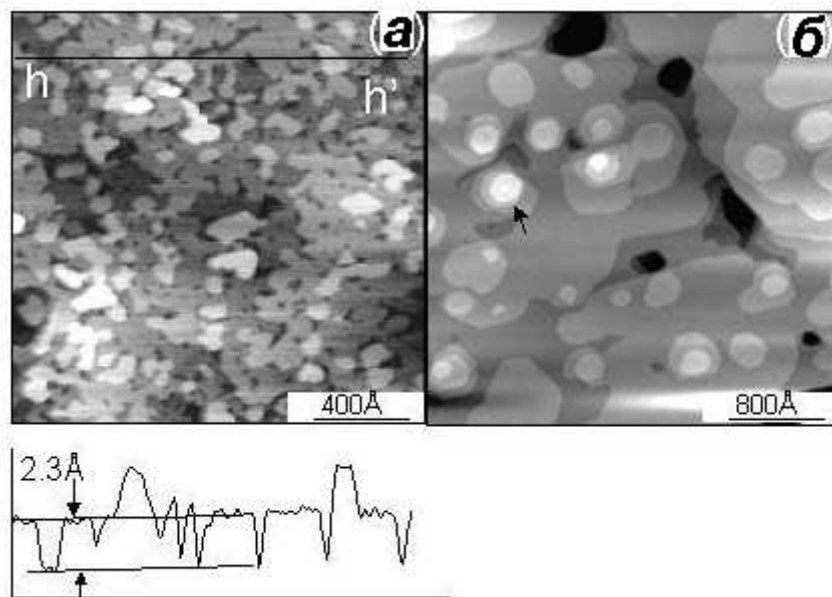


Рис. 1. (а)- СТМ изображение поверхности GaN(0001) после 2с экспозиции в потоке Ag при комнатной температуре; (б)- СТМ изображение той же поверхности после 30с экспозиции, демонстрирующее **2D** рост; скорость нанесения Ag ~ 1 монослой/с. Ниже приведен профиль сканирования вдоль линии h–h'. Напряжение смещения $V_S = -3.0$ В, туннельный ток $I_t = 1 \times 10^{-11}$ А,

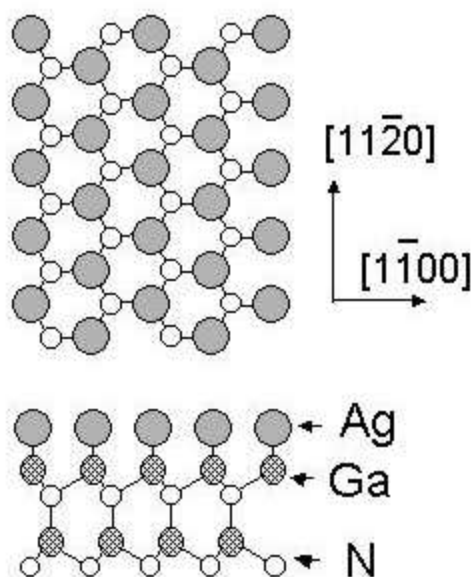


Рис. 2. Структурная модель фазы 1×1 , где выступающие атомы Ag расположены на участках T_1 .

Работа выполнялась при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований и Федеральной Программы “Поверхностные Атомные Структуры” Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

Литература

- [1]. S.J. Pearton et al. Materials Today. № 6, 24 (2002).
- [2]. J.E. Northrup et al. Phys. Rev. **B 61**, 9932 (2000).
- [3]. A.R Smith et al. Science. **273**, 226 (1996).

ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ К ТВЕРДЫМ РАСТВОРАМ $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Е.В. Калинина, А.Е. Николаев, А.Е. Черенков, М. Яговкина,*

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, Политехническая 26, Ст.-Петербург
194021, Россия * evk@pop.ioffe.rssi.ru

А.В. Давыдов, L.A. Bendersky

Национальный институт Стандартов и Технологии, Gaithersburg, MD 20899 USA

Широкозонные полупроводниковые структуры на основе твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в последнее время находят все более широкое применение. На их основе создаются солнечно-слепые УФ фотодетекторы, сенсоры для контроля в газовых турбинах и реактивных снарядах, высоко-энергетичные источники УФ излучения, которые могут возбудить флюоресценцию во многих веществах, используемых в биологическом и химическом оружии (воздушные сенсоры химико-биологических реагентов), и которые также могут использоваться для нейтрализации обычных бактерий.

Многообразие приборов на основе твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ объясняется возможностью формирования прямозонных материалов в широком диапазоне ширины запрещенной зоны, от 3.4 eV для GaN до 6,2 eV для AlN. Такие материалы с подстраиваемой запрещенной зоной могут применяться в оптоэлектронных приборах, перестраиваемых от видимых до далеких УФ частот, от 360 до 200 нм. Однако мощность и эффективность таких приборов существенно уменьшаются с уменьшением длины волны из-за того, что их рабочие напряжения превышают теоретические значения. Для реализации высокоэффективных характеристик необходимо уменьшить сопротивление приборов и особенно сопротивление омических контактов к элементам, содержащим слои $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Однако получение низкоомных омических контактов к $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ затруднено, прежде всего, невозможностью легирования нитридов акцепторными примесями до уровня вырождения. Кроме того, нитриды - полупроводники с ионным типом проводимости, что обуславливает наблюдаемую строгую зависимость высоты потенциального барьера между металлом и нитридами от величины работы выхода металла [1]. Большая ширина запрещенной зоны и высокие значения сродства к электрону у нитридов требуют для формирования “идеального” омического контакта использования металлов со значениями работы выхода выше 7 eV. Поэтому даже при использовании металлов Au, Ni, Pd, и Pt с максимальной работой выхода около 5 eV, контакты металл/ $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ будут иметь высоту барьера более 2 эВ [2, 3]. Как правило, снижения высоты барьера добиваются с помощью создания на границе металл/ $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ химических соединений, образующихся при отжиге контактов.

В настоящей работе были исследованы структурные, химические и электрические характеристики Ni и Pd омических контактов к эпитаксиальным слоям $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с различным содержанием Al.

Эпитаксиальные слои $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ толщиной около 1 мкм с содержанием Al 6-12% выращивались на подложках SiC методом HVPE и легировались Mg в процессе роста до концентраций $\text{Na-Nd} = (1-10) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Ni и Pd контакты толщиной 0.1-0.15 мкм, а также Al, Ni и Pd барьеры Шоттки наносились на p-слои методом термического вакуумного напыления. Затем контакты отжигались при температуре 800 K в течение 20 с в атмосфере N_2 .

Количество Al и Mg в слоях $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ определялось из измерений x-ray дифракции (XRD) и вторичной ионной масс-спектрометрии, соответственно. Химический состав в системах металл/ $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ определялся из данных XRD и x-ray фотоэлектронной спектроскопии (XPS). Интерфейс металл/p-слой изучался с помощью просвечивающей

электронной спектроскопии (ТЕМ). Концентрация Na-Nd в эпитаксиальных слоях определялась из вольт-фарадных характеристик барьеров Шоттки. Линейность напыленных контактов оценивалась из вольтамперных характеристик, а величины их контактных сопротивлений измерялись по методу Ривса.

Согласно XRD и ТЕМ данным, напыленные Ni и Pd пленки имели эпитаксиальный характер с ориентацией (111). При этом на границе с р-слоем всегда присутствовал барьер, который исчезал после отжига [3]. Согласно XRD и XPS измерениям, на границе металл/р-Al_xGa_{1-x}N при отжиге образовывались химические соединения различного состава для Ni и Pd. Для Pd контакта формировалось одно химическое состояние Pd_xGa, которое обуславливало образование сплошного и однородного интерфейса (Рис.1а). Для контактов Ni/р-Al_xGa_{1-x}N был зафиксирован более сложный смешанный химический состав, зависящий от содержания Al в эпитаксиальном слое. Вероятно поэтому в таких контактах не наблюдалось резкой и ровной границы с объемным материалом (Рис. 1б). На слоях р-Al_{0,06}Ga_{0,94}N с концентрацией Na-Nd = 2×10¹⁸ см⁻³ были сформированы Pd омические контакты с контактным сопротивлением 3×10⁻³ Ω см².

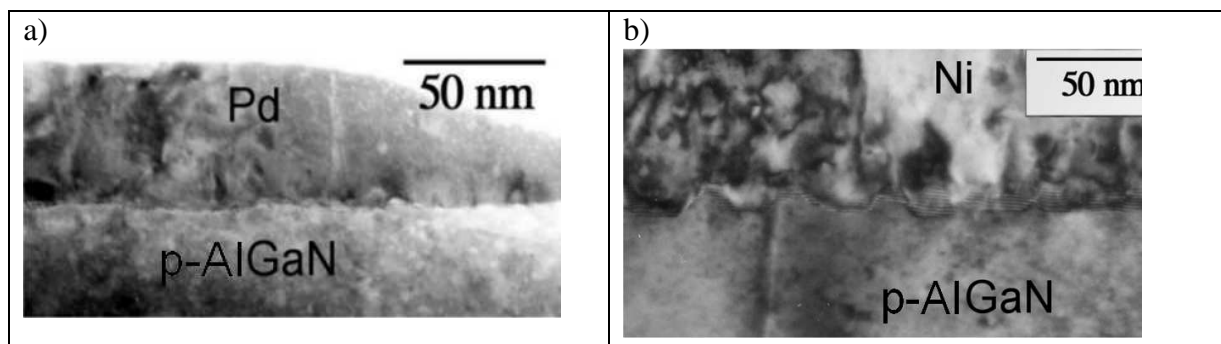


Рис. 1. Поперечный разрез Pd (а) и Ni (б) омических контактов к эпитаксиальным слоям р-Al_{0,06}Ga_{0,94}N (ТЕМ измерения).

Авторы благодарят А.В. Миронович за напыление металлов, А.А. Щукарева и А.В. Ляпина за проведение XPS измерений.

[1] N.I. Kuznetsov, E.V. Kalinina, V.A. Solov'ev and V.A. Dmitriev, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 395, 837 (1996).

[2] E.V. Kalinina, N.I. Kuznetsov, A.I. Babanin, V.A. Dmitriev, A.V. Shchukarev, Diamond and Related Materials 6, 1528 (1997).

[3] Tatiana V. Blank, Yuri A. Goldberg, Evgenia V. Kalinina, Oleg V. Konstantinov, Andrey E. Nikolaev, Alexander V. Fomin, Journal of Wide Bandgap Materials, 8, No.1, 34 (2000).

ОДНОСТАДИЙНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПРОЗРАЧНЫХ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ к р-СЛОЮ GaN МЕТОДОМ ИОННО-ЛУЧЕВОГО РАСПЫЛЕНИЯ КИСЛОРОДОМ.

А. И. Стогний, А. С. Шуленков, Е. В. Луценко* и Г. П. Яблонский

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

Н. Н. Новицкий

Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси 220072, Минск, ул. П. Бровки 17, Belarus

B. Schineller and M. Heuken

AIXTRON AG, Kackertstr.15 –17,52072 Aachen, Germany

Технология металлизации р-слоя GaN для светоизлучающих структур должна удовлетворять противоречивым требованиям – металлическая пленка контакта должна одновременно обладать хорошей проводимостью, низким контактным сопротивлением к р-слою GaN и высокой оптической прозрачностью. Поэтому металлизация выполняется многослойной и в комбинации с высокотемпературными обработками в особо чистых средах. Удобная технология металлизации на основе бислойной структуры Ni/Au общей толщиной менее 12 нм была предложена в [1, 2]. В настоящем докладе рассмотрена лабораторная адаптация технологии металлизации на основе NiO_x/Au и BeO/Au, полученных методом последовательного распыления металлических мишеней Ni и Au, в первом случае, и Be и Au во втором случае, ионами кислорода в атмосфере кислорода. С учетом известного свойства золота не образовывать соединений с кислородом, контакты с омическим характером проводимости и оптической прозрачностью более 40% на длине волны 400 нм были сформированы в одном вакуумном цикле.

На рис. 1 приведена зависимость поверхностного сопротивления и коэффициента пропускания света ($\lambda=400$ нм) от толщины пленки золота, нанесенной на кварцевое стекло К-8. Скорость осаждения пленки золота составляла ~ 5,4 нм/мин, что позволяло контролировать ее толщину с точностью лучше 10% по времени нанесения и калибровочной зависимости поверхностного сопротивления от толщины. Калибровочная кривая была получена при помощи атомно-силового микроскопа [3]. Скорость осаждения пленки NiO_x была ~ 2,5 нм/мин, а BeO – 1,8 нм/мин. На рис. 2 приведены вольтамперные характеристики контактов р-GaN/NiO_x(2 нм)/Au(4 нм)/SiO₂ (1) и р-GaN/NiO_x(4 нм)/Au(4 нм)/SiO₂ (2). На рис. 3 показаны вольтамперные характеристики контактной зондовой структуры р-GaN/BeO(2нм)/Au(4 нм) (1) и р-GaN/BeO(2 нм)/Au(6 нм) (2). Испытания показали, что бислойная структура BeO/Au является более стабильной и воспроизводимой по свойствам по сравнению с NiO_x/Au. Предложен механизм формирования многослойного контакта с омическим характером проводимости в предположении образования структуры: ультратонкий слой металла с проводимостью n-типа/ультратонкий слой металл-оксидной полупроводниковой структуры с проводимостью р-типа/размытый интерфейс из-за специфики осаждения при ионно-лучевом распылении/свободная от органических примесей поверхность р-слоя GaN.

Работа частично выполнена в рамках проекта МНТИЦ #В-176.

Sheu J.K., Su Y.K., Chi G.C. et. al. Appl. Phys. Lett. 74, 2340, (1999)

Jin-Kuo Ho, Chang-Shyang Jong, Chien C.Chiu et al. Appl. Phys. Lett. Vol. 74, 1275, (1999).

А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, О.М. Стукалов. Письма в ЖТФ. т. 29, вып. 3, 39. (2003).

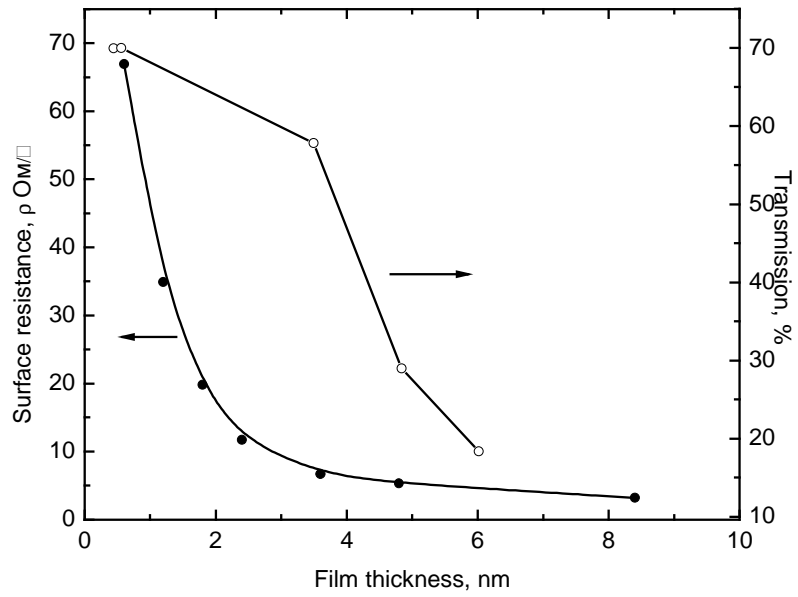


Рис.1. Зависимость поверхностного сопротивления и коэффициента пропускания света ($\lambda=400$ нм) от толщины пленки золота.

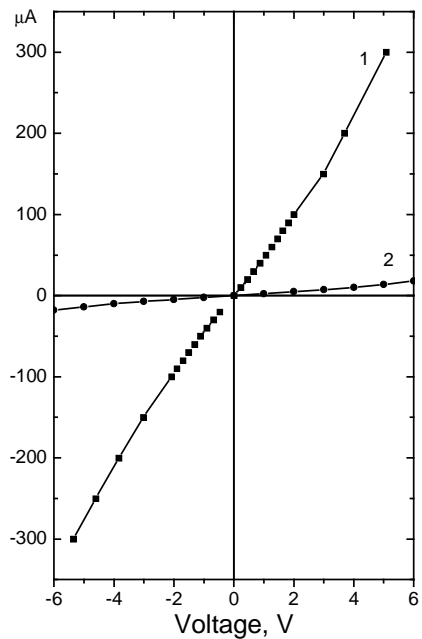


Рис.2. Вольтамперные характеристики контактов: p-GaN/NiO_x(2 нм)/Au(4 нм)/SiO₂ (1), и p-GaN/NiO_x(4 нм)/Au(4 нм)/SiO₂ (2).

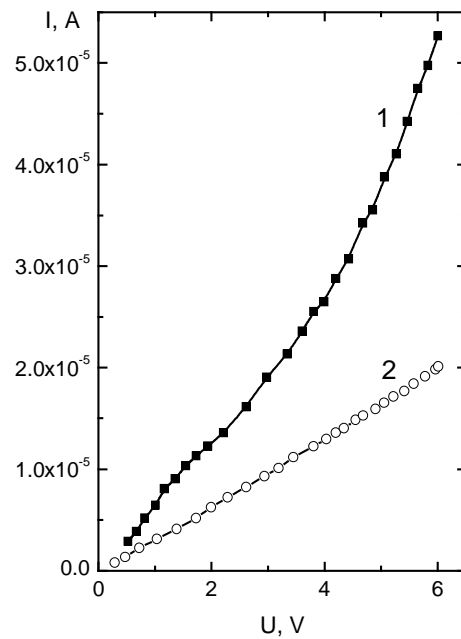


Рис.3. Вольтамперные характеристики контактной зондовой структуры: p-GaN/BeO(2 нм)/Au(4 нм) (1), p-GaN/BeO(2 нм)/Au(6 нм) (2)

ПРИГОТОВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001) ДЛЯ ФОТОЭМИТТЕРОВ С ОЭС

О.Е. Терещенко, Г.Э. Шайблер, А.С. Ярошевич, А.С. Терехов*

Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, тел.: (3832)343508, факс: (3832)332771 teresh@thermo.isp.nsc.ru

В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.И. Бесюлькин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург

Наличие широкой запрещенной зоны и низкого электронного сродства у полупроводниковых соединений III-N делает возможным применение этих материалов в качестве фотоэмиттеров с отрицательным электронным сродством (ОЭС) [1]. В данной работе исследовалась возможность создания GaN-фотокатода для электронно-оптического преобразователя, чувствительного в области длин волн 0.2-0.35 мкм. Как было показано ранее для GaAs и многих других полупроводников, используемых в качестве источников электронов, необходимым условием получения высокой квантовой эффективности фотокатода является атомарная чистота исходной поверхности перед нанесением атомов цезия и кислорода. Помимо чистоты поверхности важное значение имеет наличие определенной атомной структуры исходной поверхности полупроводника. В связи с этим представляет научный и практический интерес исследование физико-химических процессов, направленных на создание атомарно-чистой и структурно упорядоченной поверхности GaN. В работе использовались слои *p*-GaN с уровнем легирования $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, выращенные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировой подложке. Толщина активного слоя GaN составляла 0.5 мкм. Детали методики химической обработки в растворе HCl в изопропиловом спирте (HCl-ИПС) описаны в [2]. Обработка проводилась в перчаточном боксе в атмосфере сухого азота. Для изучения состава и структуры поверхности, обработанные в HCl-ИПС образцы переносились в сверхвысоковакуумный спектрометр ADES-500 в герметичном транспортном модуле в атмосфере азота. Прогрев образца проводился в препаративной камере с базовым давлением 1×10^{-10} мбар. Все измерения проводились в аналитической камере с базовым давлением 4×10^{-11} мбар. Состав поверхности определялся методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и спектроскопии характеристических потерь энергии электронов высокого разрешения (СХПЭЭВР). Структура поверхности изучалась методом дифракции медленных электронов (ДМЭ). Первая задача в приготовлении чистой поверхности состояла в изучении возможности удаления оксидов с поверхности GaN химической обработкой и последующим прогревом в вакууме при относительно низких температурах ($T \leq 600^\circ\text{C}$). РФЭС измерения показали уменьшение ширины $2p$ линии Ga после обработки в HCl-ИПС, что может свидетельствовать об удалении оксида галлия, однако, недостаточность разрешения химически сдвинутой компоненты не позволяет утверждать это однозначно. Альтернативным методом определения химического состояния поверхности является метод СХПЭЭВР. На рис. 1 приведены спектры потерь энергии электронов на межзонных переходах от исходной поверхности GaN (а) и после обработки в HCl-ИПС (б). В целом, спектр состоит из пика упруго отраженных электронов и крыла потерь энергии электронов от неупруго рассеянных электронов на поверхности. Из спектров видно, что межзонные переходы на исходной поверхности начинают заметно расти с энергии потерь равной 4.0 ± 0.2 эВ, тогда как после обработки в HCl-ИПС сигнал потерь начинается с энергии 3.4 ± 0.2 эВ, которая соответствует межзонным переходам в чистом GaN. Наблюдаемые потери на исходной поверхности на межзонных переходах с энергией выше 4 эВ связаны с наличием на поверхности тонкого слоя оксида галлия, ширина запрещенной зоны которого составляет

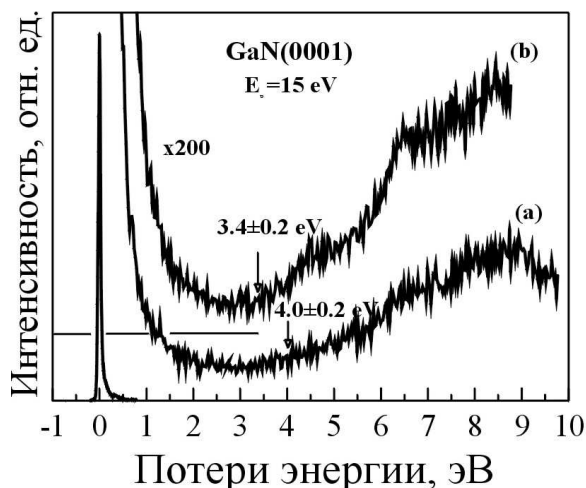


Рис.1 Спектры потерь энергии электронов от исходной поверхности GaN(0001) (а) и после обработки в HCl-ИПС (b).

На исходной поверхности GaN(0001) картина ДМЭ не наблюдалась. После обработки в HCl-ИПС ДМЭ демонстрировала слабую картину нереконструированной поверхности (1x1), которая становилась четкой после прогрева при температурах выше 400°C. Ранее было показано, что для получения упорядоченной поверхности со структурой (1x1) необходима значительно более высокая температура - 600-900°C, при которой поверхность обедняется атомами азота и вводятся дефекты [3]. Снижение температуры приготовления упорядоченной поверхности GaN позволяет приготавливать более стехиометричную поверхность с меньшей концентрацией термических дефектов.

Адсорбция 0.3-0.5 ML Cs на поверхность GaN приводит к эффективному отрицательному электронному средству на поверхности нитрида галлия. Как и в случае с GaAs(100), структура поверхности нитрида галлия не изменялась при адсорбции 0.5 ML Cs. В работе обсуждается металлизация поверхности GaN при адсорбции атомов Cs.

Работа поддержана РФФИ, грант 01-02-17694.

[1] C.I. Wu, A. Kahn, Appl. Surf. Sci. 162-163, 250 (2000).

[2] O.E. Tereshchenko, S.I. Chikichev, A.S. Terekhov, J. Vac. Sci. Technol. A 17, 2655 (1999); Appl. Surf. Sci. 142, 75 (1999).

[3] J. Ma, B. Garni, N. Perkins, W.L. O'Brien, T.F. Kuech, and M.G. Lagally, Appl. Phys. Lett. 69, 3351 (1996).

4.4 эВ. Таким образом, обработка исходной поверхности GaN в растворе HCl-ИПС приводит к растворению оксида галлия и образованию свободной от оксидов поверхности. В области потерь энергии возбуждения колебательных мод адсорбированных молекул наблюдались потери на возбуждениях C-H колебаний углеводородных молекул. Прогрев поверхности GaN после химической обработки при T=450°C приводил к удалению углеводородных соединений и появлению пика потерь на плече упругого пика с энергией ~ 0.075 эВ, обусловленного возбуждением кристаллической решетки нитрида галлия, т.е. потерям на фонных возбуждениях. Возможность наблюдения фонных потерь говорит о кристаллическом совершенстве приповерхностного слоя GaN.

ФОРМИРОВАНИЕ ЗАРОЩЕННЫХ МЕЗАПОЛОСКОВЫХ Ш-N СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ КОМБИНАЦИИ СУХОГО И ЖИДКОСТНОГО ТРАВЛЕНИЯ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ЗАРАЩИВАНИЕМ.

В.В.Лундин, А.В.Сахаров, А.И.Бесюлькин, Е.Е.Заварин, А.Ф.Цацульников, С.А.Гуревич, Е.М.Аракчеева, Е.М.Танклевская и Н.Н.Леденцов

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

Jim Y. Chi and Ru Chin Tu

Opto-Electronics & Systems Laboratories, Industrial Technology Research Institute, Bldg.78, 195-8 Sec. 4, Chung Hsing Rd. Chutung, Hsinchu 310, Taiwan, R.O.C.

Одной из принципиальных проблем в пост-ростовой технологии приборов на основе соединений Ш-N является отсутствие “водной химии”, что требует использования методов сухого (ионного или ионно-реактивного) травления. Эти методы достаточно хорошо развиты, однако они обладают рядом недостатков. В частности, на поверхности материала после травления остается дефектный (нарушенный) слой, влияющий на электрические и люминесцентные свойства структуры. При использовании сухого травления сильно затруднено получение строго вертикальных стенок, необходимых для ряда приборных применений. В отличие от “водного травления”, сухое травление неселективно по кристаллографическим плоскостям.

Относительно недавно появилось сообщение о возможности травления GaN и его твердых растворов в направлении [10-10] горячими растворами КОН в этиленгликоле [1], что позволило получить четко ограненные вертикальные стенки структуры, предварительно сформированные сухим травлением. К сожалению, представленная в этой работе информация носила очень ограниченный характер.

В данной работе мы приводим результаты исследований зависимости характера травления от ориентации, состава травителя, температуры травления. Кроме того, проведены эксперименты по эпитаксиальному заращиванию сформированных структур слоями AlGaN методом ГФЭ МОС.

В качестве исходных планарных структур (пластин) в данной работе использовались как одиночные эпитаксиальные слои GaN, так и светодиодные и инжекционные лазерные структуры на основе GaN-AlGaN-InGaN. Все использованные структуры были выращены методом ГФЭ МОС на сапфировых подложках ориентации (0001). На пластинах методом реактивно-ионного травления формировались мезаструктуры с наклонными или «квазивертикальными» (угол наклона $\sim 10^\circ$) стенками различной ориентации. Сформированные таким образом исходные мезаструктуры подвергались травлению в различных травителях на основе КОН. Исследовались травители следующих составов: КОН (10 г)-этиленгликоль (20 см³), КОН (10 г)-вода (20 см³), КОН-изопропиловый спирт (пересыщенный раствор).

Установлено, что критическим параметром при травлении структур является температура травления. Температура кипения травителя на основе изопропилового спирта была слишком низка для наблюдения какого-либо эффекта. Травление в травителе на основе воды при температуре его кипения наблюдалось, однако скорость травления была очень низка. По этой причине дальнейшие эксперименты проводились с травителем на основе этиленгликоля.

Установлено, что при температурах 120-150°C боковые стенки мезаструктур Ш-N, параллельные плоскости скола сапфира, травятся очень быстро ($\sim 0.3-1$ мкм/мин), при этом наблюдается тенденция к полному стравливанию исходной мезаструктуры с образованием

очень пологих стенок. Данный эффект может быть использован в технологии нитридов для планаризации структур. В частности, в результате описанного травления с поверхности образцов удалялись узкие вертикальные колонки, образованные при ионно-реактивном травлении из-за дефектов маски.

При тех же условиях скорость травления боковых стенок мезаструктур, перпендикулярных плоскости скола сапфира, была слишком мала для измерения, однако наблюдалось сглаживание (ограничение) исходно слегка шероховатой поверхности. Если исходная стенка была наклонной ($\sim 45^\circ$), стенка после травления была также наклонной, однако более гладкой. Если исходная стенка была близка «квазивертикальной», то после травления она была практически вертикальной (отклонение от вертикали не более 1°).

При формировании исходных «квазивертикальных» стенок методом ионно-реактивного травления часто наблюдалась характерная «гофрированная» поверхность стенок мезаполоска. Даже весьма мягкое травление (5 минут, 120°C) в травителе КОН-этиленгликоль приводило к формированию гладкой стенки. Единственными дефектами, развивавшимися при более жестких режимах травления, были террасы на боковых стенках, связанные с неточной ориентацией полоска.

При травлении сложных GaN/AlGaIn/InGaIn гетероструктур с p-n переходами какой-либо зависимости процесса травления от состава или легирования слоев не выявлено, что позволяет использовать данную процедуру для процессирования приборных структур.

При всех исследованных режимах травление плоскости (0001) GaN не наблюдалось.

Для проведения экспериментов по наращиванию травленных мезаполосковых структур на исходные планарные структуры наносился слой SiO_2 , после этого поверхность маскировалась и в едином процессе ионно-реактивного травления SiO_2 и III-N структуры формировались III-N полоски, закрытые слоем SiO_2 . При последующей обработке структуры в травителе КОН-этиленгликоль слой SiO_2 не нарушался и служил маской при последующем селективном наращивании. Селективный рост AlGaIn ($x \sim 10\%$) на вышеописанных структурах осуществлялся методом ГФЭ МОС в стандартных для роста AlGaIn условиях. Исследовалось влияние обработки в травителе КОН-этиленгликоль на результаты наращивания.

Установлено, что применение обработки в указанном травителе позволяет улучшить морфологию наращивающих слоев AlGaIn и получить зарощенные мезаполосковые структуры с вертикальными стенками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (00-02-17007, 01-02-17646, 01-02-18011) и программ НАТО (SfP-972614) и NanOp (Германия).

[1] Dry and subsequently wet etching of GaN {10-10} facets. C.Zellweger, H.-J.Buhlmann, M.Ilegems, V.Beaumont, presented at ICNS-4, Denver, July 16-20, 2001