МГУ им. М.В.Ломоносова

Физический факультет

НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ – СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ

Тезисы докладов
7-й Всероссийской конференции

1–3 февраля 2010 года
Москва

GaN InN AlN
2010

Санкт-Петербург
2010

МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический Факультет

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

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ:

Н.Н.Сысоев	МГУ им. М.В.Ломоносова, *председатель*
А.Э.Юнович	МГУ им. М.В.Ломоносова, *зам. председателя*
П.С.Копьев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, *зам. председателя*
А.Н.Туркин	МГУ им. М.В.Ломоносова, *ученый секретарь*
В.В.Лундин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, *ученый секретарь*
А.А.Арендаренко	ЗАО "Элма-Малахит"
В.Н.Данилин	ГУП "Пульсар"
П.В.Иванников	МГУ им. М.В.Ломоносова
В.Е.Кудряшов	ГК "Роснанотех"
В.П.Чалый	"Светлана-Рост"
Г.В.Иткинсон	ЗАО "Светлана -Оптоэлектроника"
В.Г.Терехов	ФГУП "ПО "УОМЗ""
Н.Н.Бакин	ОАО "НИИПП"
А.Е.Николаев	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН
М.А.Ормонт	МГУ им. М.В.Ломоносова
М.Н.Мартышов	МГУ им. М.В.Ломоносова
М.В.Чукичев	МГУ им. М.В.Ломоносова
П.Ю.Боков	МГУ им. М.В.Ломоносова
М.В.Рыжков	ООО "Прософт Технолоджи"
Е.Е.Заварин	ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН

ПРОГРАМНЫЙ КОМИТЕТ:

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

При поддержке:

Российского Фонда Фундаментальных Исследований

AIXTRON

VEECO

Росийская электроника

GA-group

РОСНАНО

«Светлана-Оптоэлектроника»

«Научное и технологическое оборудование»

ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ СТРУКТУР И ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В РОССИИ И В МИРЕ В ПОСЛЕДНИЕ ГОДЫ

А.Э. Юнович
Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Ленинские горы, 119991, Москва
тел. +7(495)9392994, e-mail: yunovich@phys.msu.ru ;

За последние два года исследования и разработки, связанные с нитридными полупроводниками, проходили в России в новых условиях. Государственные корпорации «Роснано» и «Ростехнологии» стали рассматривать эту тематику как одну из важнейших в связи с государственными программами энергосбережения и с перспективами замены ламп накаливания полупроводниковыми источниками света. Президент РФ объявил о программе «Новый свет», важнейшей частью которой должно быть массовое производство светодиодов на основе нитрида галлия. Не только РФФИ и «Роснаука», но и промышленные фирмы стали финансировать исследования и разработки по полупроводниковым нитридам. Те решения предыдущих Конференций и Совещаний и письма, которые нами направлялись в течение последних 10 лет в различные государственные и правительственные организации, начали ими серьезно рассматриваться. Но для осуществления благих пожеланий необходимы наши активные действия по их поддержке. Необходимо продолжать и развивать исследования и разработки нитридных полупроводников, структур и приборов на их основе, максимально используя поддержку руководства в установившихся направлениях, и открывая новые направления.

За прошедшие после 6-й Конференции полтора года в России продолжали развиваться работы по технологии эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе GaN и его твердых растворов в ФТИ им. А.Ф.Иоффе, в ИФПП СО РАН, в фирмах «Светлана - Оптоэлектроника», «Элма-Малахит». В создании различных подложек для эпитаксиального роста получены новые результаты в ЗАО «Нитридные кристаллы». Исследуются свойства донорных и акцепторных примесей, собственных дефектов и дислокаций в нитридных соединениях. Изучаются электрические и оптические свойства материалов и структур малой размерности на основе нитридных гетероструктур. Научные организации имеют собственные разработки полевых транзисторов и фотоприемников. Существенно расширилась география исследований и разработок нитридных полупроводников. Разработки эффективных светодиодов проводятся в промышленных фирмах, как на основе импортных чипов, так и на основе собственных выращенных структур. Светодиоды широко применяются в разных областях светотехники. На Международных выставках «Интерсвет» в Москве были организованы светодиодные форумы. Увеличилось число научных и научно-технических публикаций по нитридным полупроводникам в отечественных журналах. Росло число кандидатских и докторских диссертаций, защищенных по нитридной тематике. Но, в сравнении с развитием исследований и разработок нитридных полупроводников и приборов на их основе в ведущих промышленных странах, это – очень мало. Так, например, в числе приглашенных докладов на IX Российской Конференции по физике полупроводников в Новосибирске-Томске был представлен только один доклад по нитридным полупроводникам.

Работы по нитридным полупроводникам развиваются во всем мире с нарастающими темпами. На Международном семинаре по Нитридным Полупроводникам (Швейцария, Монтрёй, октябрь 2008 г.; IWN-2008) было представлено более 170 приглашенных, обзорных и устных докладов, около 300 стендовых докладов. На Международной Конференции по Нитридным Полупроводникам (Южная Корея, остров Жежу, октябрь 2009 г.; ICNS-8) было представлено более 230 приглашенных, обзорных и устных докладов, около 500 стендовых докладов. Новые направления исследований связаны с созданием объемных кристаллов GaN методами хлор-гидридной эпитаксии (HVPE) и аммоно-термальным методом. Они выращиваются для создания подложек с различной кристаллографической ориентацией, которые смогут обеспечить гомоэпитаксиальный рост приборных структур и уменьшение концентрации дислокаций и кристаллических дефектов в активных областях приборов – светодиодов, лазеров, транзисторов. В свою очередь, это должно обеспечить больший внутренний квантовый выход излучения в светодиодах и лазерах, большую долговечность приборов. Продолжаются дискуссионные работы о свойствах InN и близких к нему твердых растворах; отечественные исследования в этом направлении будут представлены и на нашей Конференции. Успешно продвигаются работы по AlN и близким к нему твердым растворам, которые дают основу для разработки ультрафиолетовых излучателей и фотоприемников; в завершение нашей Конференции организован специальный семинар по УФ тематике. Исследования оптических и магнитных свойств, в частности, поляризационной оптики нитридных полупроводников с магнитными примесями развиваются в связи с проблемами спинтроники.

Структуры малой размерности, квантовые нити и точки в нитридных полупроводниках существенно продвинулись в связи с разработками оригинальных технологий выращивания таких структур. Много работ и специальные дискуссионные сессии посвящены проблеме падения эффективности светодиодов с увеличением тока, так как это связано с возможными принципиальными ограничениями предельной мощности излучения светодиодов и лазеров. Эта тематика также будет отражена в докладах на нашей Конференции.

Физика полупроводников имеет преимущества по отношению ко многим другим наукам в кратком временном расстоянии между фундаментальными проблемами квантовой теории, оригинальными экспериментальными открытиями, основанными на высоких технологиях, и практическими применениями теорий и открытий в приборах, в технике. Эти практические применения становятся не только основой для новых экономических важных отраслей промышленности, но влияют и на социальные условия жизни.

Исследования и разработки нитридных полупроводников за последние два десятилетия являются для этого ярким примером. Государственные программы развития светодиодного освещения в США, Японии, Китае, Корее, Европе стали следствием успешных исследований и разработок структур и приборов на основе нитридных полупроводников. От развития этих исследований и разработок, от определения наших конкретных целей и задач в ближайшие годы зависит осуществление Программы «Новый Свет» в России.

RESEARCH AND DEVELOPMENT OF STRUCTURES AND DEVICES BASED ON NITRIDE SEMICONDUCTORS IN RUSSIA AND IN THE WORLD DURING LAST YEARS

A.E. Yunovich
Department of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University,
Leninskie Gory, 119991 Moscow,
phone. +7(495)9392994, e-mail: yunovich@phys.msu.ru

Review of the last two years of GaN and related studies in Russia and in the world. During these years the research and development of Nitride semiconductors in Russia were supported by government and state corporations. Bulk material and epitaxial growth on various substrates, studies of nanostructures, optical and electrical properties of various impurities in GaN and ternary nitride compounds, development of light-emitting diodes, field-effect transistors, photo- detectors were studied in various academic and industrial laboratories. Results of Nitride studies presented on Russian and International Conferences (IWN-2008, ICNS-8) are reviewed.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: ОТ ОБЪЕМНОГО РОСТА ДО ПРИБОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Р.А. Талалаев
ООО “Группа СТР”, пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург,
тел. +7(812)6032658, e-mail: roman.talalaev@str-soft.com

Технология производства оптических устройств (светоизлучающие диоды, лазерные диоды) на основе нитридов III группы включает в себя несколько этапов, каждый из которых вносит свой вклад в окончательные характеристики и себестоимость прибора.

В настоящей работе обсуждается использование методов математического моделирования для исследования и оптимизации методов получения нитридных полупроводников на различных этапах технологической цепочки.

Основными подложками, используемыми для эпитаксии нитридов, являются Al_2O_3, SiC, GaN и AlN. Моделирование объемного роста этих материалов позволяет определить конструкцию оборудования и технологические параметры, позволяющие повысить производительность и контролировать качество кристаллов.

Высокоэффективный и воспроизводимый технологический процесс налагает жесткие требования на конструкцию реактора для эпитаксиального роста нитридных гетероструктур. Высокие (по сравнению со стандартными III-V материалами) температуры роста существенно видоизменяют механизм химических реакции в газовой фазе и на ростовой поверхности. Характерными особенностями нитридной эпитаксии являются газофазная нуклеация (спонтанное образование нано-частиц нитридов в газовой фазе, обедняющее исходную смесь) и паразитное осаждение (конденсация низколетучих продуктов реакций на инжекторах и стенка реактора в широком диапазоне температур), существенно ухудшающие однородность толщины и состава слоев структуры. Детальные химические и транспортные модели MOVPE процесса позволяют оптимизировать дизайн реактора и обеспечить эффективный и воспроизводимый рост в широком диапазоне параметров процесса.

Химические процессы в эпитаксиальном реакторе оказывают также существенное влияние на свойства эпитаксиальных слоев. Установление корреляций между изменением состава газовой фазы/адсорбционного слоя и морфологии поверхности при изменении условий роста, позволяет сформулировать критерии контроля качества материала, базирующиеся на предсказаниях математических моделей.

Динамика поверхностных процессов при росте тройных соединений (InGaN, AlGaN), обусловленная существенно разными термодинамическими свойствами их бинарных составляющих и кинетикой взаимодействия несущих газов (водород, азот) с ростовой поверхностью, определяет фактический состав гетероструктуры и его распределение по толщине слоя.

Учет вышеперечисленных факторов оказывает существенное влияние на спектр и интенсивность излучения оптических устройств на основе нитридов.

MODELING OF III-NITRIDE MATERIALS TECHNOLOGY: FROM BULK GROWTH TO DEVICE CHARACTERISTICS

R.A. Talalaev
STR Group Ltd., 27 Engels av., 194156, St.Petersburg, Russia
tel.: +7(812)6032658, e-mail: roman.talalaev@str-soft.com

Application of modeling and simulation for development and optimization of III-nitride based device manufacturing is discussed. Modeling of bulk growth of substrate materials allows optimizing the design and process parameters enabling high productivity and quality crystal growth technology. Modeling of epitaxy helps to decrease the maintenance cost and control the uniformity and reproducibility in nitride MOVPE process. Prediction of the reactor chemistry also gives link to a relationship between growth conditions and surface morphology. Growth dynamics and surface segregation govern the actual composition of the layers and its distribution in the growth direction, which, in turn, has a strong influence on the spectrum and intensity of light emission by an optical device.

КОНТРОЛЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОПТИМИЗАЦИИ РОСТА III-N МАТЕРИАЛОВ

В.В.Лундин [1 *]***, Е.Е.Заварин*** [1]***, М.А.Синицын*** [1]***, А.Е.Николаев*** [1]***, А.В.Сахаров*** [1]***, А.Ф.Цацульников*** [1]***,***
Е.В.Яковлев [2]***, Р.А.Талалаев*** [2]***, А.В.Лобанова*** [2]***, А.С.Сегаль*** [2]
[1] ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 С-Петербург, Политехническая 26, lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru
[2] ООО “Софт-Импакт”, а/я 83, 194156, С.-Петербург

В отличие от случая классических $A^{III}B^{V}$, при эпитаксии III-N водород оказывается активным участником поверхностных химических процессов, влияя на скорости роста и разложения материала, анизотропию скоростей роста, состав твердых растворов InGaN и AlGaN, морфологию и структурное совершенство эпитаксиальных слоев. Согласно предложенной в [1, 2] модели, взаимодействие GaN с атмосферой H_2+NH_3 определяется двумя взаимосвязанными процессами:

$$GaN(s) + (ads) + 1.5H_2 \leftrightarrow Ga(ads) + NH_3,$$

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

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

Второе уравнение описывает температурно – активированный процесс десорбции Ga, важный при высоких температурах и определяющий скорость травления. Первое уравнение описывает близкое к равновесному взаимодействие «объем кристалла – адсорбционный слой». Этот процесс, протекающий в широком диапазоне температур, в основном определяет величину покрытия поверхности атомами Ga. Обладая высокой поверхностной подвижностью, это покрытие влияет на морфологию растущего слоя и анизотропию при селективной эпитаксии. Кроме того, полное или частичное замещение водорода в реакторе азотом (или любым инертным газом), подавляя описываемый первым уравнением процесс, смещает характер синтеза материала от квазиравновесного к существенно неравновесному.

Основные ранее опубликованные экспериментальные результаты приведены в [3-13]. В данной статье мы фокусируемся на практическом использовании полученных знаний для выращивания сложных гетероструктур. Важно подчеркнуть, что наши исследования влияния водорода на рост III-N материалов проводились с использованием *in-situ* методов контроля в условиях реального МОС-гидридного процесса, параллельно или, чаще, в рамках приборно-ориентированных НИР.
Эпитаксиальный рост III-N структур производился на сильно модернизированной лабораторной установке Epiquip VP-50RP с горизонтальным реактором и стандартной полупромышленной установке AIX2000HT с планетарным реактором. Газовые системы обеих установок позволяют использовать в качестве несущего газа H_2, N_2 и их смеси в любом соотношении. NH_3, ТМГ, ТЭГ, ТМИ, ТМА, Cp_2Mg и SiH_4 использовались в качестве прекурсоров. Установки оснащены самодельными системами *in-situ* оптической рефлектометрии. Выращенные структуры исследовались методами РЭМ, ПЭМ, АСМ, ДИК-микроскопии, ВИМС, рентгеноструктурного анализа, спектроскопией фото- и электролюминесценции, Рамановской спектроскопией и измерениями ВФХ и эффекта Холла.

В технологии GaN/Al_2O_3 для LED обычно применяется двухстадийный рост в атмосфере H_2+NH_3. На поверхность сапфира при низкой температуре осаждается сплошной зародышевый слой GaN. Его взаимодействие с H_2 при отжиге приводит к стравливанию большей части материала и миграции оставшегося с образованием массива изолированных зародышей. Поэтому последующий высокотемпературный рост GaN начинается в 3-D режиме, и только после смыкания разрастающихся кристаллитов начинается планаризация поверхности и выход на квази-2-D рост. На рис. 1a приведена хорошо известная рефлектограмма этого процесса. Такой GaN является хорошим буферным слоем для LED структур, но при этом 3D рост на начальном этапе приводит к формированию проводящего канала вблизи подложки [14], что исключает использование таких слоев если необходим непроводящий буфер. Однако, если при отжиге зародышевого слоя GaN заменить атмосферу в реакторе с H_2+NH_3 на N_2+NH_3., травления зародышевого слоя не происходит, он остается сплошным, и рост GaN развивается так же, как в случае AlN зародышевых или буферных слоев [5, 6] (Рис. 1b).

Другим этапом в технологии гетероструктур с двумерным электронным газом, на который оказывает существенное влияние эффект взаимодействия GaN с водородом, является формирование суб-нанометрового слоя AlN между каналом и барьером, заметно увеличивающего концентрацию и подвижность электронов [15]. Рост GaN обычно производится при температуре ~1050°C в атмосфере H_2+NH_3. В этих же условиях можно выращивать и AlN. Однако, если переход от роста GaN к AlN произвести в этих условиях просто переключением МО потоков, то наличие адатомов Ga

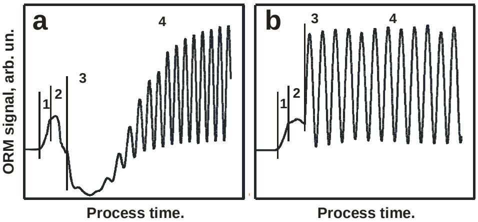


Рис. 1. Рефлектограмма роста эпитаксиальных слоев GaN с зародышевыми слоями GaN, отожженными в присутствии (a) и в отсутствии (b) водорода.

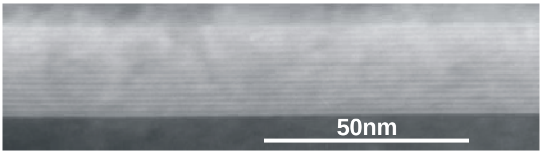


Рис.2. ПЭМ фотография эпитаксиальной структуры со сверхрешеткой 16 X (0.5nm AlN / 0.75 nm GaN)

на поверхности GaN приведет к формированию AlGaN вместо AlN. Еще более серьезная проблема возникает в больших реакторах, где максимально достижимая скорость роста AlN при больших потоках NH_3 ограничена паразитными реакциями между NH_3 и TMA и оказывается много меньше скорости травления GaN. Это неизбежно приведет к эрозии интерфейса GaN/AlN. Скорость роста AlN может быть увеличена при снижении потока NH_3, однако тогда скорость травления GaN возрастет еще больше и проблема только усугубится. Выращивание таких структур в реакторе AIX2000HT было реализовано оптимизацией состава несущего газа и температуры процесса, что позволило не только контролируемо формировать над каналом субнанометровые слои AlN с гладкими интерфейсами [15], но и заменить AlGaN барьер сверхрешеткой AlN/GaN с периодом 1.25 нм (рис.2). Концентрация электронов в канале таких структур увеличилась до $2*10^{13}$ см$^{-2}$ при подвижности >1000 см^{2}/В*с при 300К [16]. Аналогичными методами на лабораторной установке была выращена серия толстых (300-500 нм) сверхрешеток AlN/GaN с периодами 2-10 нм для исследований комбинационного рассеяния [17].

Как уже отмечалось, формирование поверхностного покрытия при росте GaN в атмосфере H_2+NH_3 существенно влияет на морфологию и анизотропию при селективной эпитаксии. Принципиальная роль H_2 наблюдалась при латеральном разращивании a-GaN. Отношение латеральной скорости роста к вертикальной, а также скоростей роста Ga- и N-терминированных c-граней возрастало с увеличением отношения парциальных давлений H_2 и NH_3 в реакторе, то есть с возрастанием поверхностного покрытия, что использовалось при росте a-GaN ELOG структур [1, 11]. В этом процессе достижение высоких поверхностных покрытий еще важнее при смыкании полосков, когда приток материала в узкую щель из газовой фазы практически прекращается, а на массоперенос материала по поверхности ширина щели между полосками не влияет.

Аналогичные явления наблюдались также при селективной эпитаксии GaN:Mg [12]. Присутствие H_2 приводит к доминированию латерального роста, в отсутствии H_2 доминирует рост в вертикальном направлении. Кроме того, выращиваемый в безводородной атмосфере GaN:Mg имеет p-тип проводимости на всех гранях при всех изученных условиях роста и ориентациях полосков. Однако, в случае водород-содержащей атмосферы на боковых стенках ориентированных вдоль <1-100> полосков p-GaN формировался только при пониженных температурах. Этот эффект можно объяснять разницей в коэффициентах вхождения Mg или компенсирующих примесей (не проверялось), но мы предлагаем более общее объяснение. Присутствие водорода сдвигает синтез GaN в сторону равновесия, что облегчает реализацию энергетически выгодной (само)компенсации. При этом ее механизмы могут быть самыми разными.

Сходно влияние H_2 на рост планарных сильнолегированных слоев GaN:Mg [13], для которого характерно формирование крупных (десятки микрон) гексагональных блоков на поверхности. Полное подавление их разрастания и существенное увеличение проводимости было достигнуто при использовании безводородной атмосферы при росте.

Таким образом, контроль поверхностного покрытия для управления анизотропией легко реализуется изменением соотношения H_2/N_2 в атмосфере реактора. Однако, возможны и другие методы. Например, для формирования GaN полосков при T~ 850^{o}C в безводородной атмосфере нами использована следующая циклически повторяемая последовательность:

1) Накопление галлия на поверхности (ТМГ включен, аммиак выключен)
2) Пауза для перераспределения галлия (оба прекурсора выключены)
3) Синтез GaN из накопленного галлия (ТМГ выключен, аммиак включен)

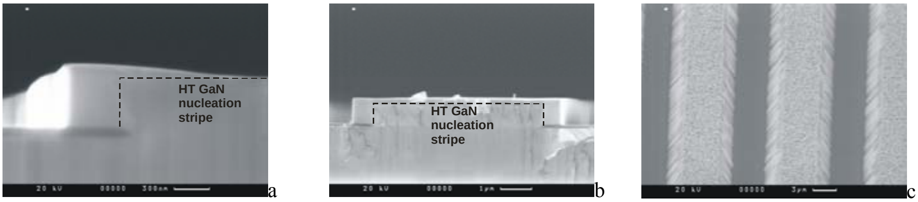


Рис. 3. РЭМ изображения полосков GaN, выращенных различными методами в безводородной атмосфере при пониженных температурах. Рост начинался при высокой температуре для улучшения селективности (HT GaN nucleftion stripes).

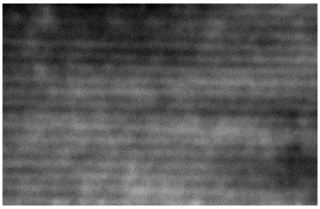


Рис. 4. ПЭМ изображение сверхрешетки InGaN/GaN с периодом 2нм, полученной чередованием роста InGaN и прерываний роста с добавкой водорода.

На рис. 3a показано РЭМ изображение ориентированного вдоль <1-100>полоска GaN, полученного в результате 320 повторений данной процедуры. Как видно, рост с образованием вертикально грани происходит только на краю полоска. Вертикальный рост в центральной части полоска был достигнут за счет подачи в реактор ТМГ на шаге 3 (рис. 3b). На рис. 3c показаны полоски, выращенные в тех же режимах обычным методом, при непрерывной подаче прекурсоров в реактор. Вышеописанный метод на первый взгляд близок к приведенному в [18], но принципиально отличается использованием азота, а не водорода в качестве несущего газа.

Хорошо известно, что выращивание InGaN должно производится в безводородной атмосфере. В то же время, введение в реактор в определенные моменты водорода может быть крайне полезно для улучшения свойств InGaN/GaN гетероструктур.

Ранее мы описывали технологию формирования InGaN/GaN MQW, при которой после роста InGaN при разогреве реактора до температуры роста GaN барьеров производилось прерывание роста (GI) с добавкой H_2 в атмосферу реактора (GI+H_2). В результате, при незначительном уменьшении длины волны излучения, эффективность люминесценции возрастала в несколько раз [3, 6]. Характерно, что без добавления H_2 эффект GI неоднозначен или даже негативен [3, 6, 19, 20]. Дальнейшая оптимизация привела к разделению GI и подъема температуры. Оптимальная для синих LED процедура включает рост InGaN QW, GI+H_2, рост 2 нм GaN, и только после этого GI с разогревом без H_2. Поддержание низкой температуры во время GI+H_2 уменьшает коротковолновый сдвиг при сохранении всех положительных эффектов процедуры.

Можно предположить, что дефектные области InGaN разлагаются во время GI+H_2 быстрее, чем более совершенные, что в целом существенно повышает эффективность люминесценции структур не самого высокого качества, что и наблюдалось в [3, 6].

В случае более совершенного исходного InGaN влияние процедуры на эффективность люминесценции становится слабее, и выявляются существенно более тонкие эффекты не до конца выявленной пока что природы. Экспериментально показано, что применение оптимизированной процедуры GI+H_2 снижает среднее содержание индия в структуре при той же длине волны излучения и изменяет не только плотность локализованных состояний в активной области, но и транспорт носителей между ними, а также зависимость положения максимума и ширины спектра люминесценции от плотности возбуждения [9, 10]. Предположительно, в результате GI+H_2 за счет разложения InGaN увеличивается покрытие поверхности адатомами In (существующее и без H_2). Эти атомы частично испаряются, мигрируют по поверхности и, возможно, встраиваются в кристалл. В результате возрастает локальная неоднородность состава InGaN, приводя к формированию обогащенных по индию областей InGaN, разделенных областями с меньшим содержанием индия. Кроме того, GI+H_2 формирует покрытие поверхности атомами Ga, отсутствующее без H_2. Представляется вероятным, что адатомы галлия эффективно заполняют вакансии, оставшиеся после выхода индия на поверхность. Возможно, этим эффектом и объясняется основной выигрыш от введения водорода в реактор во время GI.

Следует отметить, что оптимальное содержание H_2 во время прерывания роста очень сильно зависит от множества условий и должно оптимизироваться в каждом конкретном случае. Например, для сходных LED синего диапазона оптимальная доля H_2 составляет 0.5-1% для нашей лабораторной установки и 20-25% для AIX2000HT.

Дальнейшим развитием вышеописанной методики GI+H_2 является рост InGaN/GaN короткопериодных сверхрешеток (SPSL) с периодом 2 нм, при котором циклически повторяется рост 2 нм $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ и GI+H_2 в течение 20 секунд. Слои GaN толщиной ~1 нм формируются за счет разложения InGaN с выходом In на поверхность и его частичным испарением. Данный процесс успешно реализован как на лабораторной установке, так и на AIX2000HT. Формирование InGaN/GaN сверхрешетки со средним составом ~5% и периодом ~2нм подтверждалось рентгеноструктурным анализом и ПЭМ (рис. 4), при этом ПЭМ высокого разрешения и исследования оптических свойств выявили более сложную природу таких структур [19]. Использование данных SPSL позволило существенно улучшить свойства как синих, так и зеленых светодиодов [20]. Следует отметить сходство с описанной в [21] методикой формирования AlGaN/AlN SPSL, при которой AlN формировался за счет разложения AlGaN при выключении NH_3.

Таким образом, можно утверждать, что взаимодействие поверхности растущих III-N слоев с водородом является одним из ключевых процессов при эпитаксии, позволяющим управлять характером эпитаксиального процесса и отличающим МОС-гидридную эпитаксию III-N от МОС-гидридной эпитаксии классических III-V и молекулярно-пучковой эпитаксии III-N.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (07-02-01246, 04-02-16716, 01-02-18011, 00-02-17007).

[1] E.V. Yakovlev et al., Journal of Crystal Growth **310**, 4862 (2008)

[2] Е.В. Яковлев и др., 6-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», ФТИ, 18-20.06.2008, с. 61

[3] A.V. Sakharov et al., Proceedings of IWN2000, Nagoya, September 24-27, 2000

[4] В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, Д.С.Сизов, ПЖТФ 31, **7**, стр. 52-56 (2005)

[5] Е.Е. Заварин и др., 2-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия» ФТИ, 3-4.02.2003 г., с.91

[6] Е.Е. Заварин и др., 4-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия» ФТИ, 18-20.06.2008 г., с.65

[7] В.В.Лундин и др., 4-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия» ФТИ, 18-20.06.2008 г., с.50

[8] Е.Е. Заварин и др., 4-е совещ. "Нитриды галлия, индия и алюминия" ФТИ, 18-19.09.2000. с.75

[9] A.V. Sakharov et al., Phys Status Solidi b **228** (1) pp.95-98 (2001)

[10] W.V. Lundin et al., Phys Status Solidi a **188** (1) pp.73-77 (2001)

[11] W.V.Lundin and A.S.Usikov, Vacuum Science and Technology: Nitrides as seen by technology, ed. by T.Paskova and B.Monemar, 2002, pp. 167-182

[11] Е.Е.Заварин и др., 5-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», 31.01-2.02.2007, МГУ, с.22

[12] В.В.Лундин, А.Е.Николаев, А.В.Сахаров, А.Ф.Цацульников, ФТП, 2008, (**42**) 2, стр. 233 - 238

[13] В. В. Лундин и др., ФТП, 2009 (**43**) 7. стр.996

[14] A.S. Usikov et al., Proc. of 7th Int. Conf. on SiC, III-nitrides and related materials-97 Stockholm, Sweden August 31 - September 5, 1997 Mater Sci Forum 264-2: p.1393 Part 1-2 (1998)

[15] А.В.Сахаров и др., 5-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», 31.01-2.02.2007, МГУ, с.46

[16] А.В.Сахаров и др., 7-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», 1–3.02.2010 г., МГУ

[17] В.Ю.Давыдов и др., 7-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», 1–3.02.2010 г., МГУ

[18] R. S. Qhalid Fareed et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 2343 (2000)

[19] B. Van Daele et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 4379 (2004)

[20] HK Cho, JY Lee, N Sharma, CJ Humphreys, GM Yang, Applied Physics Letters **79**, 2594 (2001)

[19] Н.В.Крыжановская и др., 7-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», 1–3.02.2010 г., МГУ

[20] А.Ф.Цацульников и др., 7-я конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия», 1–3.02.2010 г., МГУ

[21] M.Takeuchi et al., Appl. Phys. Lett. **94**, 61117 (2009)

OPTIMIZATION OF III-N HETEROSTRUCTURES GROWTH BY MOVPE VIA SURFACE PROCESSES CONTROL

W.V. Lundin [1], E.E. Zavarin [1], M.A. Sinitsyn [1], A.E. Nikolaev [1], A.V.Sakharov [1], A.F. Tsatsulnikov [1],
E.V. Yakovlev [2], R.A. Talalaev [2], A.V. Lobanova [2], A.S. Segal [2]
[1] Ioffe Physico-Technical Institute, St-Petersburg, Russia *lundin.vpegroup@mail.ioffe.ru
[2] STR Group - Soft-Impact Ltd., P.O. Box 89, 194156, St.Petersburg, Russia

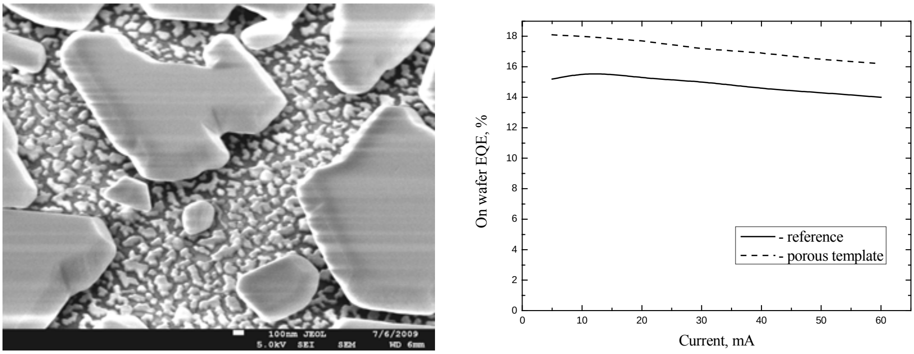
H_2 interaction with GaN results in gallium coverage formation on the surface. While the model of the process is described in [1], this presentation is focused on practical application of metal coverage control as powerful tool for epitaxial process optimization. Growth procedures for various planar and non-planar epitaxial structures were developed on the basis of this approach. It may be concluded that interactions of hydrogen with the surfaces of III-nitride layers is a principle effect that differs MOVPE of III-N from MOVPE of classical III-V materials and MOVPE of III-N from MBE of III-N. The content is close to the published in [W.V. Lundin et al., 13th EW-MOVPE, Ulm, Germany, 7-10.06.2009, Inv 2].

СОЗДАНИЕ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ НА ГРАНИЦЕ GaN-САПФИР ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ВЫВОДА СВЕТА ИЗ СВЕТОДИОДНОГО КРИСТАЛЛА

А.С. Павлюченко[1,2]****, Д.А. Закгейм***[1,2]***, Д.А. Бауман***[1]***.***
[1] ЗАО “ЭПИ-Центр”, 194156, Санкт-Петербург пр.Энгельса, д.27, e-mail: alexeyp@school.ioffe.ru;
[2] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26;

В последние годы достигнуты значительные успехи в увеличении внутренней квантовой эффективности мощных синих светодиодов на основе нитрида галлия. Лучшие образцы коммерческих светодиодов обладают внутренним квантовым выходом близким к единице. Таким образом, основным фактором, ограничивающим эффективность прибора, становится эффективность вывода света из светодиодного кристалла. Доля выводимого света в плоскопараллельной структуре светодиодного кристалла определяется высоким контрастом показателей преломления подложки, гетероструктуры и воздуха. В многочисленных работах (например [1,2]) были предложены различные способы увеличения доли света, выводимого из светодиодного кристалла, основанные на нарушении плоскопараллельности конструкции и создании рассеивающих свет неоднородностей масштаба длины волны излучения на границах нитрида. При этом создание неоднородностей достигается либо предварительной обработкой подложки, либо дополнительными операциями в постростовом процессе. Наиболее эффективно такие способы могут быть применены при производстве светодиодов с большой площадью активной области.

В настоящей работе представлен способ создания неоднородностей на границе сапфир–гетероструктура непосредственно в ростовом процессе без предварительной подготовки подложки. В основе предложенного метода используется модифицированная технология низкотемпературного зародышевого слоя GaN. Главной особенностью метода является значительное увеличение толщины зародышевого слоя. При последующем отжиге и заращивании на границе сапфир-нитрид галлия образуются поры, размер которых существенно зависит от условий отжига и заращивания. Подбором толщины низкотемпературного слоя и параметров отжига были получены темплейты с размером пор ~0.1 мкм, эффективно рассеивающие свет в гетероструктуре в условиях многопроходности. На рис. 1.а представлены СЭМ изображения зародышевого слоя на начальной стадии заращивания. Видно, что на границе сапфир–нитрид галлия формируются поры, имеющие характерный размер порядка длины волны излучения в нитриде.



(a) (b)

Рис.1. СЭМ изображения зародышевого слоя на начальной стадии заращивания (a); Внешний квантовый выход светодиодных чипов на основе обычных и пористых темплейтов, измеренный на пластине (b)

Для оценки влияния пористого слоя на эффективность вывода света были выращены темплейты с пористым зародышевым слоем, а также темплейты со стандартным зародышевым слоем. На темплейтах методом металлорганической газофазной эпитаксии были выращены AlInGaN-светодиодные гетероструктуры с активной областью, состоящей из квантовых ям, разделённых туннельно-прозрачными барьерами. На полученных пластинах были сформированы светодиодные чипы с отражающими контактами по стандартной разработанной флип-чип технологии [3]. Измерения внешней квантовой эффективности проводились на неразделенных пластинах, свет выводился через подложку. На рисунке 1.b представлены зависимости внешней квантовой эффективности от тока накачки. Видно, что использование пористой подложки позволяет увеличить внешний квантовый выход на 15% во всём диапазоне токов.

Таким образом, в настоящей работе разработана технология увеличения эффективности вывода света из светодиодного кристалла. Предложенный способ не требует существенных изменений в процессе роста, дополнительной предростовой или построслвой обработки светодиодных гетероструктур и может быть использован при производстве как синих, так и зелёных, и ультрафиолетовых светодиодов.

[1] T. Fujii, Y. Gao, R. Sharma, E.L. Hu, S.P. DenBaars, S. Nakamura, Appl. Phys. Lett. **84**, 855 (2004)
[2] T.N. Oder, K.H. Kim, J.Y. Lin, H.X. Jiang, Appl. Phys. Lett. **84**, 466 (2004)
[3] D.A. Zakheim, I.P. Smirnova, E.M. Arakcheeva, M.M. Kulagina, S.A. Gurevich et al. Physica status solidi **1**, 2401 (2004)

POROUS STRUCTURE ON GaN-SAPPHIRE INTERFACE IMPROVING LED LIGHT EXTRACTION EFFICIENCY

<u>A.S. Pavluchenko</u>[1,2]*, D.A. Zakheim[1,2], D.A. Bauman[1]
[1]"Epi-center". St.-Petersburg, Russia, e-mail: alexeyp@school.ioffe.ru;
[2] Ioffe Physico-Technical Institute. St.-Petersburg, Russia

Though impressive progress has been demonstrated recently in increasing internal efficiency in InGaN-based blue LEDs, the insufficient light extraction efficiency remains major factor limiting performance of high power LEDs. In this work we suggest in situ method of improving light extraction efficiency by introducing a special porous light scattering layer into the LED heterostructure. The main advantage of our method is that it does not require any complicated post- or pre-growth treatments. At least 15% increase in LEDs external efficiency has been demonstrated by using the developed method.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РОСТА И ВЫСОТЫ РЕАКТОРА НА СКОРОСТЬ РОСТА И СОСТАВ СЛОЕВ AlGaN

Е.В. Яковлев[1]*, А.В. Лобанова[1], J. Stellmach[2], Ö. Savaş[2], J. Schlegel[2], M. Pristovsek[2], M. Kneissl[2]
[1]ООО “Софт-Импакт”, а/я 83, 194156, С.-Петербург, тел. +7(812)7031522,
e-mail: Eugene.Yakovlev@str-soft.com;
[2]Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Germany

Рост слоев AlGaN с высоким содержанием алюминия методом МОС-гидридной эпитаксии представляется непростой задачей из-за влияния паразитных реакций, которые приводят к образованию частиц и потерям алюминия в газовой фазе. Вследствие этого, скорость роста и состав слоев AlGaN могут сильно зависеть от таких параметров процесса, как давление и температура. При использовании реактора типа “close-coupled showerhead” (CCS), высота реактора (расстояние от входного фланца до подложкодержателя) является дополнительным параметром, влияющим на эффективность ростового процесса. В данной работе рост слоев AlGaN был исследован экспериментально и с использование моделирования в широком диапазоне ростовых параметров и высоты реактора с целью выявления механизмов, определяющих скорость роста и состав слоев, а также нахождения условий, обеспечивающих высокую скорость роста слоев AlGaN с большим содержанием алюминия.

Эксперименты проводились в реакторе 3x2” CCS с переменной высотой, которая варьировалась в диапазоне 6 - 21 мм. Образцы растились на темплейтах GaN/Al_2O_3, время роста составляло 600 сек, что позволило получить слои AlGaN толщиной от 100 до 700 нм. В зависимости от высоты реактора, ростовая температура изменялась в интервале 1017 – 1052 °C. Измерения скорости роста и состава слоев проводилось как *in-situ*, с помощью системы EpiR-TT-DA-UV, так и *ex-situ* посредством рентгеноструктурного анализа. Расчеты, которые проводились с использованием программного комплекса CVDSim, включали в себя описание течения, теплообмена и массопереноса в реакторе, а также оригинальные модели поверхностных химических процессов и образования частиц в объеме реактора.

В ходе расчетов было установлено, что адекватное описание зависимости скорости роста и состава растущего слоя от давления (см. Рис. 1) возможно только при учете потерь как галлия, так и алюминия в газовой фазе, т.е. образования частиц AlGaN. Если потери галлия не учитываются, скорость роста практически выходит на насыщение при больших давлениях, что соответствует предельно низкому содержанию алюминия в слое, в то время как в эксперименте скорость роста продолжает снижаться. При этом содержание алюминия в слое оказывается заметно больше тех значений, которые предсказываются с использованием модели, учитывающей только потери алюминия.

Механизм образования смешанных частиц AlGaN был впервые предложен в работе [1]. В модели, рассматривающей только потери алюминия за счет образования частиц AlN в результате паразитных реакций с участием Al-содержащих компонент, был учтен дополнительный рост частиц за счет осаждения на них Ga-содержащих компонент из газовой фазы.

Влияние высоты реактора на скорость роста и состав слоев AlGaN, выращенных при давлении 150 мбар, показано на Рис. 2. Скорость роста и содержание алюминия в слое постепенно снижаются при увеличении зазора, что объясняется как эффектами переноса, так и усилением интенсивности образования частиц в объеме реактора. Уменьшение зазора до 6 мм позволяет достичь скоростей роста выше 3 μm/h для слоев AlGaN с составом, близким к 50 %.

Интересно отметить, что влияние дополнительных потерь галлия оказывается существенным только для высот реактора, превышающих 12 мм. Это связано с тем, что при малых зазорах слой частиц расположен вблизи входного фланца, т.е. в области относительно низких температур. При этом в модели предполагается, что рост частиц за счет с Ga-содержащих компонент проходит в кинетическом режиме и лимитирован десорбцией метильных радикалов с поверхности частиц. Данное предположение было позаимствовано из модели роста слоев GaN при низких температурах [2]. При увеличении высоты реактора слой частиц расположен в области более высоких температур, а дополнительный канал их роста становится важным.

Дальнейшие модификации ростовых условий, в частности, изменение расходов прекурсоров III-й группы, показали, что при высоте реактора 6 мм возможен рост слоев AlGaN в широком диапазоне составов при скоростях роста 3 μm/h и выше. Данные по изменению морфологии и качества выращенных слоев в зависимости от ростовых условий также будут представлены в данной работе.

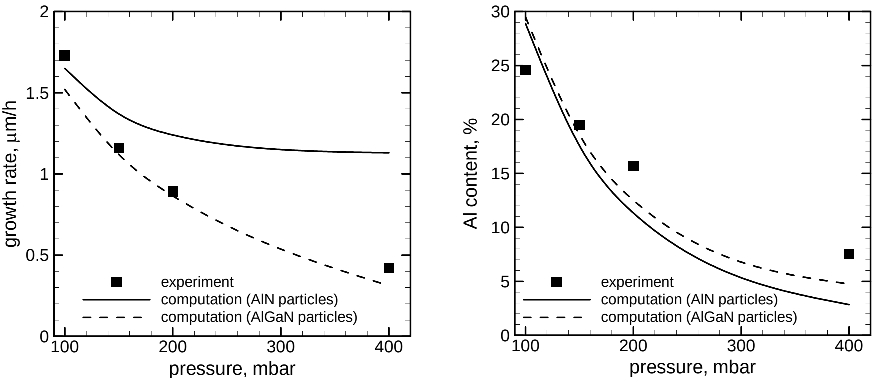


Рис. 1. Зависимость скорости роста (слева) и состава (справа) слоев AlGaN от давления для высоты реактора 15 мм.

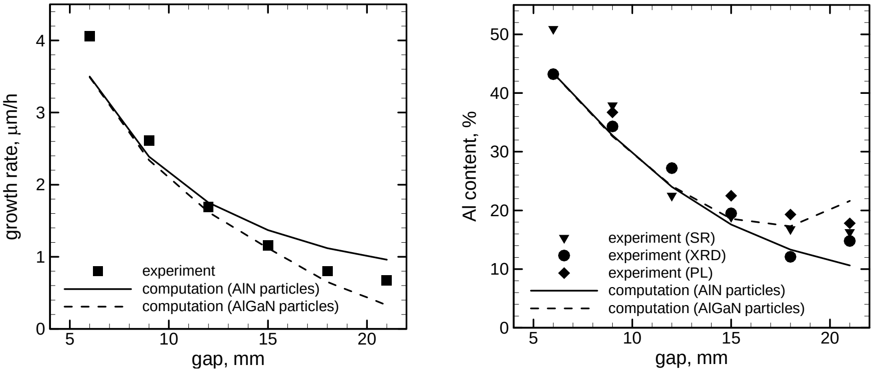


Рис. 2. Зависимость скорости роста (слева) и состава (справа) слоев AlGaN от высоты реактора для давления 150 мбар.

[1] A.V. Lobanova et al., Extended Abstracts of the 12th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy, June 3-6, Bratislava, Slavakia, 2007, p. 15.
[2] R.A. Talalaev et al., J. Crystal Growth 230 (2001) 232.

EFFECT OF THE GROWTH CONDITIONS AND REACTOR HEIGHT ON THE AlGaN GROWTH RATE AND COMPOSITION

E.V. Yakovlev[1]*, A.V. Lobanova[1], J. Stellmach[2], Ö. Savaş[2], J. Schlegel[2], M. Pristovsek[2], M. Kneissl[2]
[1]Soft-Impact, Ltd., P.O. Box 83, 194156 St.Petersburg, phone +7(812)7031522,
e-mail: Eugene.Yakovlev@str-soft.com;
[2]Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, Germany

The growth rate and composition of AlGaN layers have been studied in a close-coupled showerhead reactor as a function of chamber height, pressure, and precursor flow rates. The data show strongly non-linear dependencies due to formation of nanoparticles in the gas phase. It has been found that additional growth of AlN particles at the expense of Ga-containing species becomes important at elevated pressures and chamber heights. Good agreement between the model predictions and experimental data can be achieved when the formation of mixed AlGaN particles is taken into account. AlGaN layers with high Al content (50 % and above) can be grown reproducibly at the growth rates exceeding 3 μm/h.

ПРОИЗВОДСТВО 3” 6H-SiC ДЛЯ ЭПИТАКСИИ III-N МАТЕРИАЛОВ

Макаров Ю.Н.,[1]***Литвин Д.П***[1]***., Васильев А.В.***[1]***, Нагалюк С.С.***[1]***, Сегаль А.С.***[1]***, Хелава Х.***[2]***,***
Воронова М.И.[3]***, Щербачев К.Д.***[3]
[1] «ГКНК», пр. Энгельса, 27, 194156, Санкт-Петербург, e-mail: Yuri.Makarov@semicrys.fi.ru
[2] «Helava Systems Inc», Deer Park, 11729, NY.
[3] «МИСИС», Ленинский пр., 4, 119049, Москва.

В представленной работе сообщается о разработанной технологии по производству 6H-SiC монокристаллов и изготовлению как проводящих, так и высокоомных (слаболегированных) подложек 6H-SiC. Данный материал представляет интерес, в первую очередь, для разработки и производства светодиодов синего, зеленого и ультрафиолетового диапазона на базе GaN и AlN, выращенных на проводящих 6H-SiC подложках.

Монокристаллы 6H SiC выращивались в печах индукционного нагрева с кварцевым реактором при температурах 2250-2300 С в атмосфере аргона (20-40 Торр) сублимационным методом [1]. В качестве источника пара SiC использовался коммерческий порошок SiC при производстве проводящего SiC или синтезированный из элементарных Si и C при производстве высокоомного SiC. Условия роста оптимизировались с учетом компьютерного моделирования ростового процесса. Оптимизация ростового процесса включает, главным образом, контроль таких параметров как температура роста, аксиальный и осевой градиенты температур в ростовом тигле, давление аргона. Так, получение слегка выпуклой поверхности роста кристалла SiC при контроле отношения C/Si в паре существенно уменьшало количество генерированных дефектов. Основными дефектами кристаллической структуры являются микропайпы, дислокации, границы блоков и зерен, остаточные внутренние напряжения [2,3].

Основными требованиями к качеству 6H-SiC подложек для данного применения являются низкая плотность микропайпов (в диапазоне 20-60 см$^{-2}$), отсутствие инородных включений, структурное совершенство и высокое качество обработки поверхности.

Проведено исследование основных причин возникновения дефектов в монокристаллах 6H-SiC и обсуждаются возможности уменьшения количества таких дефектов в монокристаллах.

Резка полученных слитков карбида кремния проводилась на станке многопроволочной резки Takatori MWS-34. Шлифовка и полировка подложек проводились на плоскодоводочных станках Lapmaster 20. Для получения качества поверхности epi-ready использовались химико-механическая полировка и финишная отмывка в чистом помещении класса 100.

Характеризация полученных 6H-SiC подложек проводилась следующими методами:
- травление в расплаве KOH для определения плотности дислокаций и микропайпов;
- качество кристаллической структуры исследовалось на многоцелевом диффрактометре D1 System “Bede”;
- наличие границ блоков и микропайпов определялись с помощью оптической поляризационной техники (рис.1);
- исследование поверхности подложек после химико-механической полировки с использованием атомно силовой микроскопии (AFM) (рис.2).

Полученные проводящие 6H-SiC подложки диаметром 3 дюйма имели плотность микропайпов менее 30 см$^{-2}$, удельное сопротивление 0,05-0,1 Ом·см и достаточно высокое структурное совершенство (FWHM ~ 30-50 arcsec). Удельное сопротивление слаболегированных (высокоомных) образцов было более 10^4 Ом см. Шероховатость поверхности после химико-механической полировки составляет 0,1 нм.

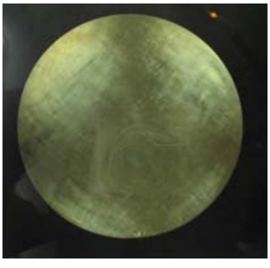


Рис.1 Изображение 6H-SiC подложки, снятое в скрещенных поляризаторах.

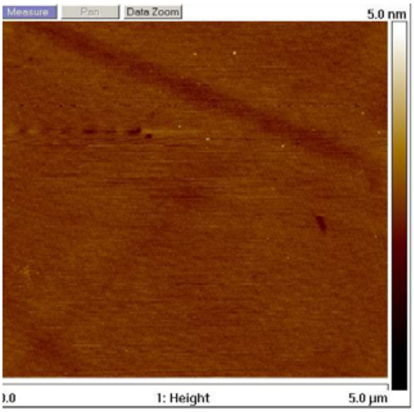


Рис.2. Поверхность подложки карбида кремния после химико-механической полировки.

[1] Yu.M.Tairov, V.F. Tsvetkov,: J.Crystal Growth, v.43,(1978),p.209 .
[2] M.Dudley, X.R. Huang and W.M. Vetter,: Phys. D, v.36,(2003), p.A 30.
[3] P.G. Neudeck: Mater.Sci. Forum., v.338, (2000) p.1161.

3" 6H SiC WAFERS PRODUCTION FOR III-N EPITAXY

***Yu.N. Makarov*[1], *D.P.Litvin*[1], *A.V. Vasiliev*[1], *A.S. Segal*[1], *S.S. Nagalyuk*[1],**
***H. Helava*[3],*M.I. Voronova*[4], *K.D. Scherbachov*[4]**
1)"Nitride Crystals Group", Ltd.,27 Engelsa pr., Saint-Petersburg,194156,
Russia,Yuri.Makarov@semicrys.fi.ru
2)"Soft impact", 27 Engelsa pr., Saint-Petersburg,194156,Russia
3)"Helava Systems Inc, Deer Park, NY 11729, USA
4) "MISiS", 4 Leninskiy pr., Moscow, 119049, Russia

In this paper, we report on the current status of our technology for the commercial production of 3" 6H-SiC substrates, including PVT growth [1] of more than 3" diameter and up to 20 mm long 6H-SiC boules, post-growth processing of the boules, and characterization of the produced wafers. We discuss the preparation of SiC sources and seeds, the initial transient stage of the growth, the distribution of temperature in the growth crucible, and the Si/C ratio in the vapor. Special attention is given to the rise of the process stability and the reduction of crystallographic defects, including micropipes (open core screw dislocations), low-angle grain boundaries, foreign polytype inclusions, and graphite inclusions [2,3].

ПРОИЗВОДСТВО ПОДЛОЖЕК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ

Т.Ю.Чемекова*, О.В.Авдеев, С.С. Нагалюк, Е.Н.Мохов, Ю.Н. Макаров

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

Широкомасштабное внедрение приборов нового поколения на основе нитридов III группы требует развития производства подложек из объемных AlN и GaN. Нитрид алюминия является единственной подложкой, которую в настоящее время можно реально получить из объемного кристалла для приборных применений на основе нитридов III группы. AlN обладает высокой теплопроводностью и низкой электропроводностью, имеет параметры кристаллической решетки, близкие к GaN, что обеспечивает низкую плотность дислокаций (менее 10^5 см$^{-2}$) в наращиваемых на нем нитридных приборных гетероструктурах. Высокая устойчивость AlN к температурным и химическим воздействиям открывает перспективу для создания элементной базы оптоэлектроники и электроники для экстремальных условий. Высокая скорость поверхностных акустических волн делает этот материал перспективным для резонаторов, фильтров, датчиков, работающих при высоких ткмпературах. Полированные AlN подложки представляют собой самостоятельные коммерческие продукты, однако предложение AlN подложек в коммерческих масштабах на сегодняшний день на мировом рынке отсутствует.

Группа компаний «Нитридные кристаллы» разрабатывает технологии и производит высокотехнологичную продукцию для полупроводниковой промышленности, в том числе подложки нитрида алюминия [1]. В настоящее время коммерчески доступными продуктами, выпускаемыми компанией, являются подложки нитрида алюминия диаметром 15 мм (коммерческого качества) и подложки AlN диаметром 50 мм (лабораторного качества).

Области применения полуизолирующих подложек нитрида алюминия чрезвычайно широки:

- синие и УФ светодиоды;
- синие и УФ лазеры;
- яркие белые светодиоды;
- высокочастотные транзисторы;
- температурные датчики;
- приборы на акустических волнах.

Выращивание объемных кристаллов AlN проводится сублимационным методом в ростовой установке омического нагрева в атмосфере азота с вольфрамовой оснасткой. Исходным сырьем для выращивания кристаллов AlN является порошок AlN высокой чистоты (содержание примесей – не более 10^{-3} %)

Технологический процесс выращивания кристаллов AlN включает в себя следующие технологические этапы:

а) подготовка контейнеров;
б) подготовка затравок;
в) синтез источника;
г) выращивание кристалла;
д) контроль качества кристалла.

В технологическом процессе выращивания объемных кристаллов AlN в настоящее время используются два вида затравок: а) полированная пластина, вырезанная из выращенного кристалла AlN для производства коммерческих подложек диаметром 15 мм; б) кристалл AlN, выращенный на SiC, с удаленной SiC подложкой диаметром 52 мм, высотой 1,5-4 мм и поверхностью «as grown» для оптимизации производства подложек диаметром 2 дюйма.

Технологический процесс синтеза источника состоит из двух стадий:

1. Отжиг- спекание коммерческого порошка нитрида алюминия.
2. Перегонка спеченного источника - получение поликристаллического материала. Перекристаллизация источника, является одновременно процессом очистки, что весьма существенно для получения качественного кристалла.

Применение оптимизированного режима пострostового отжига кристаллов в подавляющем большинстве случаев позволяет избежать их растрескивания и существенно снизить процент брака.

Построcтовая обработка кристаллов AlN включает себя следующие этапы:
1. Калибровка диаметра кристалла.
2. Ориентирование кристаллического слитка и распиловка кристалла на пластины.
3. Шлифовка и механическая полировка.
4. Финишная химико-механическая полировка пластин.
5. Отмывка и упаковка готовой продукции.
На всех этапах производится контроль качества подложек.

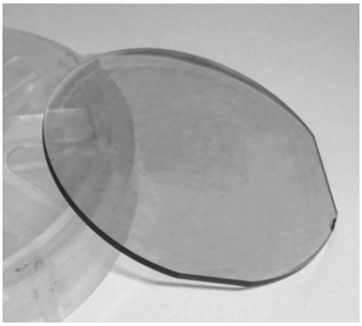


Рис.1. Подложка нитрида алюминия (AlN), готовая к эпитаксии (epi-ready).

Таблица 1. Спецификация подложек нитрида алюминия.

Параметры	Значения
Диаметр, мм	15; 50
Толщина, мм	0.4 ± 0.03
Полуширина кривой качания, угл.сек	< 300
Разориентация торцевых поверхностей относительно оси 0001, °	< 0,5
Шероховатость поверхности	epi-ready
Длина базового среза, мм	8 ± 2; 16 ± 1,7
Ориентация базового среза, °	<11-20> ± 5
Длина вспомогательного среза, мм	4± 2 ; 8± 1,7

Подложка имеет алюминиевую сторону с полировкой качества «для эпитаксиального наращивания» и оптически полированную азотную сторону. Спецификация подложек диаметром 15 мм и 50 мм приведена в таблице 1. Типичная подложка нитрида алюминия представлена на рис.1.

[1] http://www.nitride-crystals.com.

MANUFACTURE OF ALUMINUM NITRIDE SUBSTRATES

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

Commercially available AlN substrates from Nitride Crystals Group are currently 15 mM diameter with Al face epi-ready polished and N-face polished with flats [1]. Larger diameter is in development with target 2 "diameter. AlN has high thermal conductivity, high bulk resistivity(>1e11 Ohm-cM), the highest surface acoustic wave velocity and since it has the smallest lattice constant of the III-nitrides all ALInGaN compositions grown on AlN are in compression, thus making it easier to grow crack free epitaxy. AlN is transparent down to nearly 200 nM, making it attractive for deep UV LED structures. AlN has excellent cleavage plans making it suitable for edge-emitting lasers and low-cost manufacturing.

РОСТ КРИСТАЛЛОВ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ НА ПОДЛОЖКАХ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Е.Н.Мохов
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Политехническая ул., 26, 194021, С.-Петербург,
ООО “Нитридные кристаллы”, пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург
тел. +7(812)5141905, e-mail: mokhov@ mail.ioffe.ru;

Сублимационный рост наряду с газотранспортными методами (HVPE, MOCVD) широко используется для выращивания объемных кристаллов и эпитаксиальных слоев нитридов III группы. В настоящем сообщении демонстрируются возможности выращивания методом сублимации кристаллов нитрида алюминия (AlN) на подложках SiC.

В докладе обсуждаются возможные материалы, которые могут быть использованы в качестве подложек при росте AlN с учетом реальных условий кристаллизации, параметров решеток и коэффициентов термического расширения. Показано, что подложки из SiC наиболее перспективны для этой цели.

Дан анализ особенностей сублимационного роста кристаллов AlN. Специфика роста заключается, прежде всего, в том, что равновесная паровая фаза состоит только из атомов металла и молекулярного азота. Переход азота из молекулярного в связанное состояние и обратно характеризуется чрезвычайно низкими кинетическими коэффициентами испарения и конденсации (10^{-3} и меньше), причем эти коэффициенты сильно зависят как от внешних условий роста, так и состояния поверхности подложки, что естественно затрудняет оптимизацию процесса роста. Показано, что на реальной поверхности кристалла при умеренных пересыщениях возможно одновременное протекание процессов роста и сублимации, что ведет к ухудшению качества кристалла.

Другой проблемой сублимационного роста AlN является высокая агрессивность паров алюминия, что крайне ограничивает выбор материала для контейнера. К тому же основной контейнерный материал – вольфрам не может быть использован для роста на подложках из SiC, поскольку при температурах роста он образует эвтектику с парами кремния. Поэтому в качестве контейнерного материала нами был предложен тантал, который предварительно был карбидизирован для повышения его устойчивости по отношению к алюминию[1]. Подобные контейнеры применялись нами также для роста кристаллов SiC [2].

Рост AlN осуществлялся сублимационным “сэндвич методом” (ССМ), предложенном нами ранее для выращивания кристаллов SiC [3] и GaN [4]. Важнейшими достоинствами ССМ являются:

- малый зазор между источником и затравкой способствует повышению эффективности массопереноса вещества от источника к затравке за счет увеличения интегральных коэффициентов конденсации и увеличения диффузии газа через зазор;

-внутри ячейки роста облегчаются возможности достижения квазиравновесных условий, необходимых для гомогенной кристаллизации;

-происходит выравнивание пересыщения над различными участками ростовой поверхности, что способствует повышению качества кристалла.

Аппаратура для сублимационного роста кристаллов AlN описана в [5,6]. Рост кристаллов велся в высоковакуумных печах сопротивления с графитовым нагревателем. Большое число смотровых окон, имеющихся в ростовой установке, позволяли достоверно контролировать температуру и пересыщение в рабочей зоне. Выращивание кристаллов и эпитаксиальных слоев AlN на подложках SiC проводилось при температуре 1900–2150 ^{0}C в атмосфере азота, давление которого варьировалось от 0,3 до 1,1 атм. Скорость роста составляла 0,1 -0,3 мм/ч. Непосредственно перед началом роста ростовая камера отжигалась в высоком вакууме при температуре выше 1600 ^{0}C.

В качестве источника паров использовались мелкокристаллические пластины AlN, полученные путем пересублимации исходного промышленного порошка AlN высокой чистоты. В процессе пересублимации и последующей высокотемпературной термической обработки, достигалось снижение концентрации кислорода в источнике более, чем на порядок.

Подложками служили монокристаллы SiC, политипов 4H и 6H, выращенные в ООО “Нитридные кристаллы”. Предварительно кристаллы проходили механическую обработку и травились в расплаве щелочи (КОН). Рост велся на подложках, ориентированных гранями (0001) С или (0001) Si, с углами разориентации к базисной грани - до 7^0. Ориентация подложки существенно влияла на кинетику роста и качество выращиваемого кристалла.

Методика позволила выращивать на подложках SiC толстые монокристаллические слои AlN, толщиной до 5 мм и диаметром от половины до двух дюймов. После удаления оставшегося слоя SiC полученные кристаллы могли быть использованы в качестве затравок при дальнейшем росте слитков AlN с пониженным содержанием примесей. Достигнутое качество кристаллов AlN позволило на их основе изготовливать полупроводниковые приборы, в частности, ультрафиолетовые светодиоды, широко востребуемые в современной технике.

[1] Ю.А.Водаков, С.Ю. Карпов, Ю.Н. Макаров Е.Н. Мохов, М.Г. Рамм , А.Д. Роенков, А.С. Сегаль. Патент России № 2158789 (2000)
[2] Yu.A.Vodakov, A.D.Roenkov, M.G.Ramm, E.N.Mokhov, Yu.N.Makarov. Phys.St.Sol.,202, 177 (1997)
[3] Ю.А.Водаков, Е.Н.Мохов Способ получения полупроводникового карбида кремния. Авторское свидет. USSR, N 403275 (1970); Patents: UK:No 1458445; Germany: No 24 09 005; USA No 414572; France: No 2 264 589
[4] Ю.А.Водаков, М.И. Карклина, Е.Н.Мохов, А.Д.Роенков. Неорг. матер. 16, (2), 537 (1980)
[5] Ю.А.Водаков Е.Н.Мохов, М.Г.Рамм, А.Д.Роенков, Макаров Ю.Н., Карпов С.Ю., Рамм М.С. Патент России № 2097452 (1996)
[6] E.N. Mokhov, A.V.Avdeev, I.S. Barash, T.Yu Chemikova, A.D. Roenkov, S.Yu. Karpov, A.S. Segal, A.A.Wolfson, Yu.N. Makarov, M.G.Ramm, H. Helava. J.Cryst. Growth, 281, 93 (2005),

SUBLIMATION GROWTH OF AlN CRYSTALS ON SiC SUBSTRATES

E.N.Mokhov
A.Ioffe Physico-Technical Imstitute' Polytechnicheskaya str.26, 194021, St.Petersburg,
phone. +7(812)5141905, e-mail: mokhov@ mail.ioffe.ru;
Nitrides Crystals Ltd Co, Engels av.,27, 194156, St.Petersburg

The state of the art of sublimation technique to grow AlN bulk crystals on SiC substrates are discussed. The major technological problems in case are related to highly aggressive Al vapor, which essentially restricts the proper crucible materials. The best results in sublimation growth of AlN on SiC substrates are achieved in special pre-carbonized tantalum crucibles. Another problem of this technique is the formation of cracks due to the different thermal expansion coefficients of AlN and SiC. Possible ways of reducing the crack density in the crystals are considered. Difficulties of the technology optimization due to the narrow growth window and possible formation of Ta-Si and Ta-Al eutectics that restricts the growth temperature are also discussed. The developed technique allowed growing 0.5-2 inch diameter and up to 5 mm thick single-crystal AlN epitaxial layers, with the rate of up to 0.3 mm/hr. The produced layers were then used as seeds for further growth of high-quality AlN boules of up to 20 mm long. Parameters of the grown crystals exhibiting their high quality are presented. The achieved high crystal quality has allowed producing semiconductor devices on their basis, in particular, ultraviolet light emitting diodes (UV LEDs), which are highly desirable now in various technical applications.

МИЛЛИМЕТРОВЫЕ СЛОИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ГАЗОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

А.С. Зубрилов[1]***, Ю.С. Леликов***[1]***, Р.И. Горбунов***[1]***, Н.И. Бочкарева***[1]***, В.В. Вороненков***[2]***,***
Ф.Е. Латышев[3]***, Ю.Т. Ребане***[1]***, А.И. Цюк***[1]***, Ю.Г. Шретер***[1]****.***
[1] ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021, Санкт-Петербург;
тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] СПбГПУ, ул. Политехническая, д.29, 195251, Санкт-Петербург;
[3] НИИ Физики им. В.А. Фока СПбГУ, ул.Ульяновская, д.1, 198504, Санкт-Петербург;

Разработан вертикальный реактор для выращивания толстых слоев нитрида галлия методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE). Реактор имеет центрально-симметричную камеру (рис. 1) с вращающимся подложкодержателем в нижней части. Газы, поступающие в ростовую зону, хлорид галлия и аммиак, смешиваются непосредственно над подложкой диаметром 2 дюйма. Нагрев реакторной зоны до ростовой температуры 1050^{0}C производится резистивной печью с нагревателями из дисилицида молибдена. Оптимизация конструкции реактора и ростового процесса, проведенная на основе моделирования газодинамики реакторной зоны, позволила значительно уменьшить паразитное осаждение нитрида галлия на реакторной арматуре, а также улучшить однородность процесса эпитаксиального роста по подложке. Благодаря этому стало возможным увеличить продолжительность ростового процесса до 24 часов. Побочные продукты реакции удаляются через прогреваемый выход в нижней части реактора, также обеспечивая непрерывность ростового процесса в течение указанного срока.

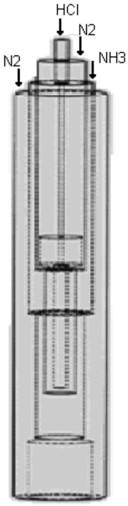


Рис. 1. Схема HVPE-реактора для выращивания миллиметровых слоев GaN.

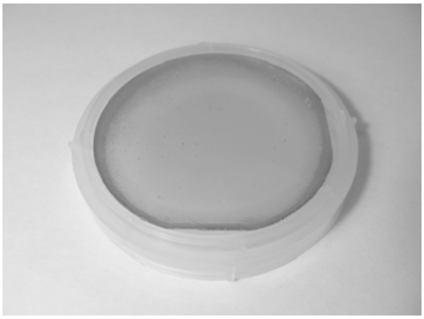


Рис. 2. Слой GaN диаметром 2 дюйма толщиной 0.3 мм.

С помощью разработанного реактора получены слои нитрида галлия (GaN) толщиной от 0.2 до 2 мм на C-грани сапфировых подложек при скоростях роста порядка 100 мкм/час (рис. 2). До толщины 0.2-0.3 мм удается получить слой GaN без отделения от сапфировой подложки. При увеличении толщины слоя GaN более 0.4 мм наблюдалось частичное самоотделение слоя от сапфировой подложки при охлаждении пленки от температуры роста до комнатной температуры. При увеличении толщины слоя GaN более 1 мм происходит самоотделение всего слоя от сапфировой подложки. В дальнейшем слои GaN подвергались химико-механической полировке. Полученные образцы имеют следующие типичные параметры: плотность дислокаций, оцененная методом ямок травления, составляет ~10^7 см$^{-2}$ при толщине слоя 0.3 мм и снижается на порядок при увеличении толщины до 2 мм, удельное сопротивление подложек составляет ~0.1 Ом · см, ширина кривой качания (0002) составляет ~100 угловых секунд, ширина линии излучения экситона, связанного на нейтральным доноре, на полувысоте составляет ~18 мВ при температуре 80К.

В настоящее время толстые слои GaN исследуются с целью их дальнейшего использования для гомоэпитаксиального роста. Следующим шагом планируется получение полуизолирующих толстых слоев GaN, пригодных для эпитаксиального выращивания AlGaN HEMT–структур.

MILLIMETER THICKNESS RANGE GaN LAYERS GROWN BY HVPE

A.S. Zubrilov*[1]*, Y.S. Lelikov*[1]*, R.I. Gorbunov*[1]*, N.I. Bochkareva*[1]*, V.V. Voronenkov*[2]*, Ph.E.Latyshev*[3]*,
Y.T. Rebane*[1]*, A.I. Tsuk*[2]*, Y.G. Shreter*[1]**.
[1] Ioffe Physical Technical Institute, 26, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;
tel.+7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] St.-Petersburg State Polytechnical University, 29, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;
[3] Physics Institute of St.-Petersburg State University, 1 Ulianovskaya str., 198504, St.-Petersburg,

Vertical HVPE reactor for growth of GaN layer in the millimeter thickness range has been developed, installed and tested. The reactor has a new central symmetry design (fig. 1) with a rotated crystal holder mounted in the lower part of the growth chamber. The reactor design allows to expand a non-stop run duration up to 24 hours resulting in the achieved thickness of GaN layer up to 2 mm. Spontaneous separation of GaN layer from an initial sapphire substrate while being cooled down to room temperature has been observed. Grown GaN crystals (fig. 2) characterized with standard methods exhibited: FWHM of X-ray rocking curve (0002) of ~100 arcsec., density of dislocation in the range 10^6 - 10^7 cm^{-2} depending on the layer thickness, and resistivity of ~0.1 Ohm · cm. At the moment, homoepitaxial growth on the obtained GaN substrates is under study. Developing of semi-insulated GaN substrates for the AlGaN HEMT-structures is in progress.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВХОЖДЕНИЯ КОМПОНЕНТОВ ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ, ПРИМЕСЕЙ И ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ СЛОЁВ И СТРУКТУР НИТРИДОВ III ГРУППЫ В НАПРАВЛЕНИЯХ, ОТЛИЧНЫХ ОТ [0001]

А.Я. Поляков[1*], А.В. Говорков[1], Н.Б. Смирнов[1], H. Amano[2], S.J. Pearton[3], I-H. Lee[4], J. Han[5], Е.Б. Якимов[6], К.С. Журавлёв[7], С.Ю. Карпов[8]
[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер. д5А, 119017 г. Москва, тел.: +7(495)9518086, e-mail:aypolyakov@gmail.com
[2]Department of Materials Science and Engineering, Meijo University, Nagoya, Japan
[3]Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA
[4]School of Advanced Materials Engineering and Research Center for Advanced Materials Development, Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea
[5]Department of Electrical Engineering, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA
[6]ИПТМ РАН, г. Черноголовка, Московская обл.,142432
[7]ИФП СОРАН, Новосибирск, проспект Лаврентьева, д.13, 630090, г. Новосибирск
[8]ООО «Софтипмакт», проспект Энгельса, д. 27, С-Петербург, 194156

В последние годы сильно возрос интерес к свойствам слоёв и структур на основе нитрида галлия, выращенных в неполярных и полуполярных направлениях, а также в направлении [000-1]N, противоположном стандартному росту в направлении [0001]Ga. В первом случае основную привлекательность составляет возможность избавиться от влияния сильных встроенных поляризационных полей, приводящих к уменьшению эффективности люминесценции в квантовых ямах, а также к заметной зависимости длины волны излучения светодиодов и инжекционных лазеров от мощности накачки. Во втором случае появляется дополнительная функциональность, связанная с инверсией направления поляризационного поля и позволяющая создавать новые классы приборов типа структур с латерально чередующейся полярностью, латеральных p-n-переходов и ряда других устройств. Кроме того, как известно, одним из основных способов снижения плотности дислокаций в структурах на основе нитрида галлия является использование метода селективного заращивания (ELOG), в котором преобладающее направление роста в малодислокационном крыле структуры перпендикулярно направлению роста в сильнодислокационном окне (обычно это направление [11-20] для крыла и [0001]Ga для окна ELOG). В докладе показывается, что во всех рассмотренных случаях важную роль играет анизотропия вхождения компонентов твёрдого раствора нитридов, а также остаточных и легирующих примесей. Кроме того, мы покажем, что присутствие дефектов структуры, характерных для выращивания в том или ином направлении, приводит к сильной зависимости типа и концентрации глубоких центров от направления выращивания.

Неполярные плёнки.

Исследования последних нескольких лет, проведённые на неполярных МКЯ структурах GaN/InGaN, подтвердили отсутствие влияния встроенных поляризационных полей на спектры ФЛ, МКЛ и ЭЛ в случае выращивания в неполярных направлениях типа [1-100] и [11-20], а также гораздо более слабое, чем для «полярных» структур влияние уровня инжекции на спектры люминесценции. Т.о. качественно были продемонстрированы преимущества неполярных структур в этом отношении. Однако ожидаемого резкого увеличения интенсивности люминесценции в неполярных МКЯ структурах пока добиться не удалось. Более или менее общепринято, что это связано с более выраженной дефектностью неполярных структур. Действительно, рост в неполярных направлениях способствует образованию очень высоких плотностей дефектов упаковки (ДУ) с ограничивающими их частичными дислокациями. Типичная линейная плотность ДУ в неполярных плёнках обычно превышает 10^5 см$^{-1}$ при плотности частичных дислокаций порядка 10^9 см$^{-2}$ и очень высокой плотности других типов дислокаций. Без специального легирования такие неоптимизированные плёнки имеют высокое удельное сопротивление с уровнем Ферми, закреплённым около E_c-0.6 эВ. Интенсивность люминесценции в подобных плёнках очень низка, а в спектрах доминируют полосы, связанные с ДУ и частичными дислокациями. Плотность ДУ и дислокаций может быть существенно снижена при использовании техники селективного заращивания или при проведении двухстадийного роста с ярко выраженным образованием островковой структуры на первом этапе и латеральным заращиванием рельефа на втором этапе [1,2]. При этом сильно снижается концентрация ловушек E_c-0.6 эВ, растёт проводимость плёнок, снижается интенсивность дефектных полос люминесценции, связанных с ДУ, и растёт интенсивность краевой люминесценции. Эти данные, а также измерения спектров РСГУ на легированных неполярных плёнках n-GaN дают основания заключить, что именно ловушки E_c-0.6

эВ играют основную роль в компенсации проводимости и безызлучательной рекомбинации в неполярном нитриде галлия. Есть основания связывать такие ловушки, прямо или косвенно, с дислокациями или ДУ. Необходимо, однако, отметить, что даже в оптимизированных структурах с сильно сниженной плотностью ДУ и дислокаций уровень токов утечки диодов Шоттки на порядки величины выше, чем в полярных плёнках со сходным легированием, что указывает на присутствие неидентифицированных дефектов. Кроме того, даже тогда, когда неполярные МКЯ светодиодные структуры выращиваются на совершенных подложках нитрида галлия с неполярной ориентацией, вырезанных из полученных методом хлорид-гидридной эпитаксии толстых квазикристаллов GaN с направлением роста [0001], эффективность люминесценции светодиодных структур в лучшем случае достигает величин, типичных для оптимизированных полярных СД. Т.о. требуются более детальные исследования спектров глубоких уровней в легированных слоях неполярного нитрида галлия и в неполярных МКЯ структурах. К сожалению, такие исследования пока очень фрагментарны, не в последнюю очередь вследствие крайней малости числа групп, умеющих растить достаточно совершенные неполярные плёнки и с структуры.

Вопросы анизотропии вхождения основных компонентов твёрдых растворов и легирующих примесей при выращивании нитридных плёнок в различных неполярных и полуполярных направлениях изучены пока крайне слабо. В работе [3] показано, что эффективность вхождения индия в твёрдый раствор InGaN при близкой температуре роста на 2-3% выше при выращивании в направлении [1-100] по сравнению с полярным направлением [0001]. А авторы [4], изучавшие зависимость положения пика люминесценции МКЯ структур GaN/InGaN от направления выращивания, отмечают важную роль упругой энергии при вхождении индия и предсказывают возрастание эффективности вхождения индия в ряду направлений роста [0001], [1-102], [1-100], [1-101]. Подобная анизотропия в принципе облегчает получение более длинноволнового излучения в неполярных СД структурах по сравнению с полярными, а также указывает на необходимость отдельной калибровки ростовых процессов для неполярных плёнок. Однако в случае структур GaN/InGaN, полученных методом ELOG на [0001] GaN, анизотропия вхождения индия приводит к появлению двойного пика люминесценции, смещённого в более длинноволновую область для обогащенных индием областей латерального роста и в более коротковолновую сторону для окон ELOG с преобладающим направлением роста [0001] (см. [5]).

Для легирующих примесей данные крайне фрагментарны и зачастую противоречивы. Детальный анализ зависимости эффективности собирания тока, наведённого электронным пучком РЭМ, от энергии электронов, привёл авторов данного доклада к заключению, что концентрация Si доноров в областях латерального роста в крыльях ELOG n-GaN (направление роста [11-20]) примерно втрое ниже, чем в областях нормального роста в окнах ELOG (направление роста [0001]). Для магниевых акцепторов было показано, что растворимость магния при выращивании в полуполярном направлении [11-22] почти на порядок выше, чем для направления [0001] (см. [6]). В случае углерода утверждалось, что при росте в полуполярном направлении [1-101] эта примесь образует очень мелкие акцепторы, в то время как при росте в направлении [0001] предпочтительно образуются комплексы с участием углерода, эффективно компенсирующие проводимость слоёв [7]. Очевидно, что эти важные исследования необходимо продолжить.

N-полярные структуры

Как и в случае неполярных плёнок, для N-полярных структур продемонстрирована принципиальная возможность реализовать ожидаемые преимущества инверсии полярности. Показано, что как в случае молекулярной эпитаксии, так и в случае МОС-гидридной эпитаксии можно управлять полярностью структуры, получать для обеих полярностей хорошую морфологию поверхности и высокое структурное совершенство слоёв, изменять полярность в процессе выращивания, управляемо варьировать полярность по поверхности структуры. Были выращены и изучены МКЯ структуры с ориентацией (000-1)N, латеральные p-n переходы, полевые транзисторы с обращённой полярностью. Однако параметры таких приборов ещё очень далеки от ожидаемых. Например, интенсивность люминесценции МКЯ структур с азотной полярностью более чем на порядок величины ниже, чем для аналогичных структур с галлиевой полярностью (см., например, [8]). Причина подобных явлений отчасти установлена в наших работах [9,10], где показано, что в слоях n-GaN с азотной полярностью очень высока концентрация глубоких ловушек, в особенности глубоких ловушек с уровнем около E_c-0.9 эВ. Однако требуются дальнейшие исследования, которые позволили бы сравнить плотности интерфейсных состояний и глубоких ловушек в структурах с квантовыми ямами GaN/InGaN и транзисторных структурах AlGaN/GaN обеих полярностей.

Дополнительным обстоятельством, затрудняющим работу с плёнками с азотной полярностью, является то, что для них характерно гораздо более интенсивное загрязнение остаточными донорными примесями и, возможно, и остаточными акцепторными примесями. Так, в нашей работе [9] установлено, что для слоев AlGaN, выращенных методом молекулярной эпитаксии, все плёнки, имевшие азотную полярность показывали n-тип проводимости с концентрацией остаточных доноров 10^{17}-10^{18} см$^{-3}$, плёнки же с галлиевой полярностью имели проводимость p-типа и достаточно высокое удельное сопротивление. Для плёнок с азотной полярностью, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, концентрация остаточных доноров составляла около 10^{18} см$^{-3}$ для образцов, полученных на сапфировых подложках с отклонением от точной ориентации (0001), и несколько ниже, около 10^{17} см$^{-3}$, для on-axis плёнок [10]. В то же время, для плёнок с азотной полярностью концентрация остаточных доноров была ниже более чем на порядок величины. При этом как для азотной, так и для галлиевой полярности в случае on-axis образцов важную роль играют n+ слои на границе с буферным слоем. Такие интерфейсные слои не образуются при росте на подложках с отклонением от точной ориентации. Происхождение остаточных доноров до конца неясно. Исследования методом SIMS указывают на важную роль кислородных доноров [11], однако изучение температурных зависимостей проводимости плёнок n-AlGaN в зависимости от состава твёрдого раствора показывают, что в определённых условиях важную роль могут играть и остаточные кремниевые доноры [9].

Зависимость эффективности вхождения основных компонентов твёрдых растворов InGaN, AlGaN от направления выращивания изучена пока довольно слабо. Для твёрдых растворов InGaN сообщалось о боле эффективном вхождении индия при росте в азотном направлении, что объяснялось авторами различием в атомарной структуре соответствующих поверхностей [8]. В то же время, наши исследования спектров МКЛ слоёв AlGaN, выращенных методом молекулярной эпитаксии, показывают, что положение краевой полосы люминесценции для случая роста в галлиевом направлении заметно сдвинуто в коротковолновую сторону по сравнению со слоями, выращенными в направлении [000-1]N, что, по всей вероятности, связано с более эффективным вхождением алюминия в первом случае.

Работа в «Гиредмет» выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 07-02-13523, 08-02-00058, в ИФП СО РАН – при поддержке гранта РФФИ 09-02-00974.

[1] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, T.G Yugova , E.A. Petrova, H. Amano, T. Kawashima, K.D. Scherbatchev, V.T. Bublik, J. Appl. Phys. **105**(6), 063708 (2009)

[2] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, A.V. Markov, Q. Sun, Y. Zhang, C. D. Yerino, T.-S. Ko, I.-H. Lee, J. Han, to be published in Materials Science and Engineering B, 2009

[3] H. Jonen, U. Rossow, T. Langer, A.D. Drager, L. Hoffmann, H. Bremers, S. Metzner, F. Bertram, J. Christen, and A. Hangleiter, Abstracts of the International Workshop on Nitride Semiconductors, IWN2008, (Montreux, Switzerland, October 2008) p. 126

[4]T. Wernicke, V. Hoffmann, C. Netzel, H-J Mostl, L. Schade, H. Wenzel, S. Ploch, J. Rass, A. Knauer, U. Schwarz, M. Weyers, M. Kneissl, in the abstracts of International Conference on nitride semiconductors ICNS-8 (Jeju Island, Korea, October 17-October 25, 2009), paper Z1, p.955-956

[5] E.B. Yakimov, P.S. Vergeles, A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, In-Hwan Lee, Cheul Ro Lee, S.J. Pearton, Appl. Phys. Lett. **94(4),** 042118 (2008)

[6]L. Lahourcade, S. Valdueza-Felp, P. Ruterana, A. Laufer, M. Eichoff, and E. Monroy, in the abstracts of International Conference on nitride semiconductors ICNS-8 (Jeju Island, Korea, October 17-October 25, 2009), paper ThP42, p. 1170

[7] T. Hikosaka, N. Koide, Y Honda, M. Yamaguchi, N. Sawaki, Phys. Stat. Sol. (c) **3(6)**, 1425 (2006)

[8]S. Keller, N.A. Fichtenbaum, M. Furukawa, J.S. Speck, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, Appl. Phys. Lett. **90(19)**, 191908 (2007)

[9] K.S.Zhuravlev, V.G. Mansurov, and D.Yu.Protasov, A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, J. Appl. Phys.**105**, 113712 (2009)

[10] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, Q. Sun, Y. Zhang, Y.S. Cho, I.-H. Lee, J. Han, to be published in Materials Science &Engineering B, 2009

[11]N.A. Fichtenbaum, T.E. Mates, S. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra, J. Cryst. Growth, **310**, 1124 (2008)

ALLOY COMPONENTS AND IMPURITIES INCORPORATION EFFICIENCY AND DEFECT FORMATION DURING GROWTH OF III-N MATERIALS IN THE DIRECTION DIFFERENT FROM [0001]

A.Y.Polyakov[1]*, A.V. Govorkov[1], N.B. Smirnov[1], H.Amano[2], S.J. Pearton [3], I-H. Lee[4], J. Hun[5], E.B. Yakimov[6], K.S. Zhuravlev[7], S.Yu. Karpov[8]
1.Institute of Rare Metals, B.Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow; phone: +7(495)9518086,
e-mail: aypolyakov@gmail.com
2. Department of Materials Science and Engineering, Meijo University, Nagoya, Japan
3. Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA
4. School of Advanced Materials Engineering and Research Center for Advanced Materials Development, Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea
5. Department of Electrical Engineering, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA
6. Institute of Microelectronics Technology RAS, Chernogolovka, 142432 Russia
7. Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,13 Lavrentieva Av., 630090 Novosibirsk, Russia
8. Softimpact, Ltd., S.-Petersburg, 194156, Engels Avenue, 27, Russia

In this talk we survey recent results obtained for defect spectra and constituent atoms and impurities incorporation efficiency in group III-Nitrides grown in nonpolar or semipolar directions and in the [000-1]N direction. We show that, for nonpolar and semipolar nitrides, the main obstacle preventing their wide practical use is a much higher density of deep traps compared to the traditional films grown in the polar [0001]Ga direction. We demonstrate a prominent role of deep defect states with a level near E_c-0.6 eV in conductivity compensation and non-radiative recombination in unoptimized nonpolar GaN layers and present some evidence linking these defects with either stacking faults or dislocations. The analysis of published data proves that the In incorporation efficiency is considerably higher for nonpolar growth than for polar growth which makes it easier to obtain longer wavelength luminescence for nonpolar growth and leads to luminescence wavelength variations in GaN/InGaN MQW ELOG structures. The data on impurity incorporation efficiency in nonpolar versus polar orientations is shown to be fragmentary and somewhat contradictory, but points to possible advantages of some of the semipolar orientations in achieving good p-type conductivity.

For N-polar nitrides films we show that the deep traps density in them is considerably higher than in their Ga-polar counterparts which poses a problem when trying to achieve well performing GaN/InGaN MQW LED structures or N-polar AlGaN/GaN HEMTs. Of particular importance is the very high density of E_c-0.9 eV deep traps. An additional problem is a much stronger uptake of residual donors for growth in N-polar direction compared to Ga-polar direction. As with nonpolar growth, N-polar growth is shown to enhance In incorporation efficiency which is very relevant for the attempts to move to longer wavelength emission in LED structures.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НЕПОЛЯРНЫХ СЛОЕВ GaN И СТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ $LiAlO_2$

Е. В. Луценко [1]*, ***Н. В. Ржеуцкий*** [1], ***В. Н. Павловский*** [1], ***Г. П. Яблонский*** [1],
C. Mauder [2], ***H. Kalisch*** [2], ***M. Heuken*** [2,3], ***R. H. Jansen*** [2]
[1]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;
[2] Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen University, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany;
[3] AIXTRON AG, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany

Гетероструктуры на основе соединений нитрида галлия, выращенные на неполярных подложках, важны для производства полупроводниковых источников поляризованного излучения. В качестве подложки для таких гетероструктур перспективной является плоскость (100) соединения $LiAlO_2$ ввиду близости его постоянных решетки к GaN и дешевизны.

В работе исследовалось влияние параметров роста слоев GaN и гетероструктур InGaN/GaN, выращенных на подложках $LiAlO_2$ (100) методом MOCVD, на их оптические свойства. Первая серия исследуемых образцов включала в себя эпитаксиальные слои GaN, толщина которых варьировалась в пределах 300 - 1660 нм. Вторая серия образцов представляла собой набор гетероструктур, состоящих из 8-ми квантовых ям InGaN/GaN, выращенных на буферном слое GaN толщиной ~ 800 нм. Температура роста квантовых ям InGaN в пределах серии варьировалась от 693 до 777ºC, концентрация индия в InGaN при этом изменялась от 42% до 7%.

Спектры ФЛ измерялись в диапазоне температур 20 - 300 K. Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением непрерывного HeCd лазера ($\lambda_{возб}$ = 325 нм, $I_{возб}$ ~ 0,1 Вт/см^2) и импульсного азотного лазера ($\lambda_{возб}$ = 337,1 нм, $I_{возб}$ ~ 0,01 - 1 МВт/см^2). Спектры пропускания измерялись при комнатной температуре. Величины напряжения в слое GaN определялись методом рентгеновской дифрактометрии. Все спектры измерялись для разных направлений поляризации (**E** || [0001] и **E** || [11-20]), для чего перед входной щелью монохроматора помещался поляризатор.

На рис. 1,a приведены низкотемпературные спектры ФЛ более интенсивной компоненты с поляризацией **E** || [11-20] эпитаксиальных слоев GaN с толщиной 1050 и 660 нм. Пик краевой ФЛ спектра GaN с меньшей толщиной менее интенсивен и смещен в сторону высоких энергий, что вызвано большим напряжением. По спектрам пропускания определялись значения края поглощения для двух положений поляризации **E** || [11-20] и **E** || [0001], что соответствует энергиям переходов электронов из первой и второй валентных подзон нитрида галлия E_1 и E_2, соответственно.

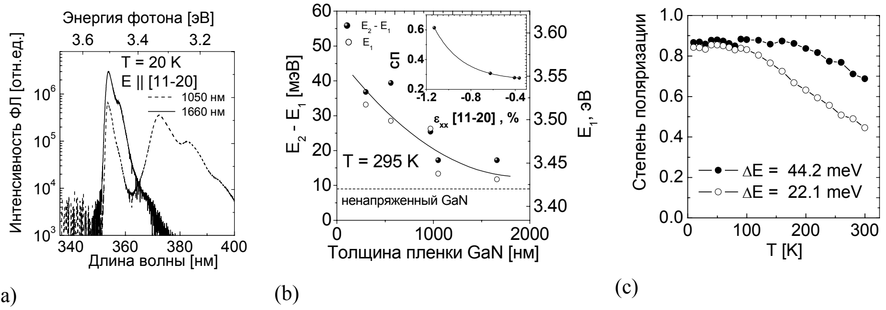
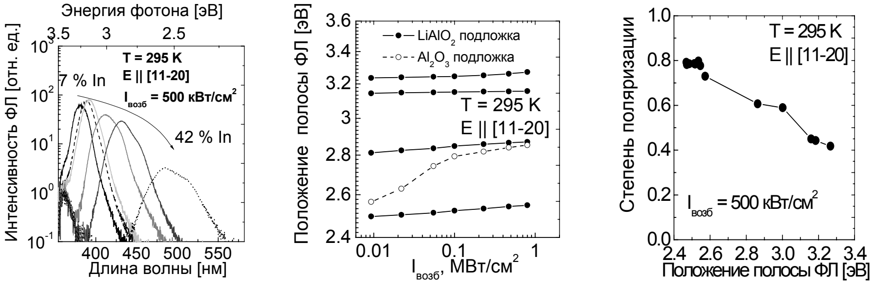


Рис. 1. Спектры ФЛ слоев GaN при возбуждении HeCd лазером (a); зависимости энергетического зазора ΔE и энергии E_1 от толщины слоя GaN; на вставке – зависимость степени поляризации излучения ФЛ от напряжения ε_{xx} (b); зависимости степени поляризации ФЛ от температуры (c)

На рис. 1,b приведены значения энергетического зазора $\Delta E = E_2 - E_1$ и энергии E_1 в зависимости от толщины слоя GaN. Видно, что с увеличением толщины слоя значения ΔE и E_1 уменьшаются, приближаясь к соответствующим значениям для ненапряженного GaN, что вызвано релаксацией механического напряжения в слое GaN. На вставке рис. 1,b показана зависимость степени поляризации (СП) излучения краевой ФЛ при комнатной температуре от значения механического напряжения ε_{xx} в слое GaN в направлении [11-20]. С уменьшением напряжения в слое GaN наблюдается уменьшение степени поляризации. Уменьшение напряжения сжатия в слое

GaN приводит к уменьшению энергетического зазора ΔE между двумя верхними валентными подзонами. Уменьшение ΔE способствует увеличению населенности второй валентной подзоны при комнатной температуре, оптические переходы в которую преимущественно поляризованы в направлении **E** || [0001], в результате чего излучение ФЛ деполяризуется. На рис. 1,c приведены температурные зависимости степени поляризации пика краевой ФЛ для образцов с ΔE равными 44,2 мэВ и 22,1 мэВ при комнатной температуре. При низкой температуре значения степени поляризации для обоих образцов почти не отличаются и обусловлены собственной поляризацией переходов в первую подзону и деполяризацией вызванной рассеянием излучения. При повышении температуры степень поляризации уменьшается, что обусловлено выбросом носителей заряда во вторую валентную подзону. Для образца с меньшим значением ΔE уменьшение степени поляризации с увеличением температуры происходит быстрее.

На рис. 2,a приведены спектры ФЛ для серии образцов с квантовыми ямами InGaN/GaN с концентрацией индия в InGaN от 7 до 42 %, выращенных на подложке $LiAlO_2$. Зависимости положения полос ФЛ от уровня возбуждения для образцов исследуемой серии на неполярных подложках $LiAlO_2$, а также для образца, выращенного на c-плоскости сапфировой подложки, приведены на рис. 2,b. Видно, что для образцов на неполярной подложке смещение спектра ФЛ с увеличением уровня возбуждения гораздо меньше, что обусловлено отсутствием встроенного электрического поля в направлении роста. Уменьшение энергетического положения максимума полосы ФЛ с 3,27 до 2,47 эВ, с увеличением концентрации индия, приводит к увеличению степени поляризации с 0,4 до 0,8 при комнатной температуре (Рис. 2,c). Это, по-видимому обусловлено увеличением напряжения сжатия InGaN с увеличением концентрации индия за счет увеличения рассогласования его кристаллической решетки с барьерными и буферным слоями GaN, что ведет к увеличению энергетического зазора между валентными подзонами InGaN и уменьшению населенности второй подзоны.



(a) b) (c)

Рис. 2. Спектры ФЛ гетероструктур InGaN/GaN (a); зависимости положения полосы ФЛ от плотности мощности возбуждения для образцов на подложках $LiAlO_2$ и Al_2O_3 (b); зависимость степени поляризации излучения ФЛ квантовых ям от положения их полосы ФЛ (c)

POLARIZATION OF PL EMISSION OF NONPOLAR GaN LAYERS AND InGaN/GaN MQW STRUCTURES GROWN ON $LiAlO_2$ SUBSTRATES

E. V. Lutsenko [1]***, M. V. Rzheutski** [1]**, V. N. Pavlovskii** [1]**, G. P. Yablonskii** [1]**,***
C. Mauder [2]***, H. Kalisch*** [2]***, M. Heuken*** [2,3]***, R. H. Jansen*** [2]
[1] Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Nezalezhnasti Ave, 68, Minsk 220072, Belarus, Беларусь, тел. +375(017)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;
[2] Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen University, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany;
[3] AIXTRON AG, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany

Polarization-dependent PL spectra of m-plane GaN layers with different thicknesses and m-plane InGaN/GaN MQW structures with different In fractions have been measured. The energy separation between valence subbands is found to decrease due to a relaxation of the in-plane compressive strain for thicker GaN layers. This leads to a lower degree of polarization of the NBE peak emission at room temperature. We also determined an increasing degree of polarization of the InGaN/GaN MQW PL emission from 0.4 to 0.8 at PL peak position variation from 3.27 to 2.47 eV. We associate this fact to larger In fractions leading to an increase of in-plane compressive strain in the InGaN wells.

МНОГОЧАСТИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР GaN/AlN

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

Структуры с квантовыми точками (КТ) и квантовыми ямами (КЯ) GaN/AlN представляют большой интерес из-за возможности их использования в качестве активных областей светодиодов и лазеров ультрафиолетового и видимого диапазона.

На оптические свойства таких структур при высоких плотностях неравновесных носителей заряда влияют такие эффекты как экранирование встроенного электрического поля, заполнение состояний и перенормировка запрещённой зоны [1-3]. Первые два эффекта приводят к увеличению энергии перехода с увеличением плотности носителей заряда, а третий – к уменьшению. При увеличении мощности возбуждения максимум ФЛ КТ GaN/AlN может сдвигаться в сторону больших или меньших энергий в зависимости от размера КТ [1].

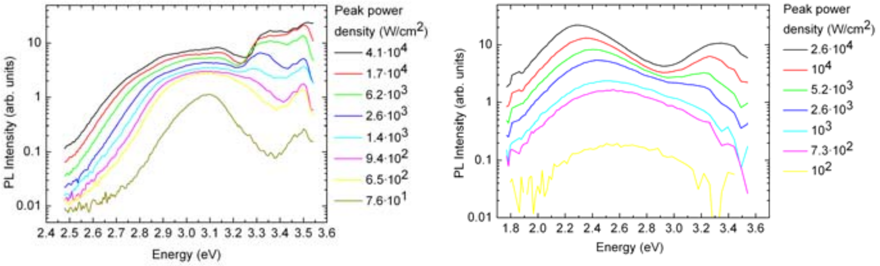
В данной работе проведено исследование ФЛ структур с КТ и КЯ GaN/AlN в зависимости от мощности возбуждения.

Структуры с КТ и КЯ GaN/AlN были выращены на поверхности (0001) сапфира методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака в качестве источника активного азота. Возбуждение ФЛ проводилось импульсным N_2 лазером с энергией кванта 3.68 эВ, длительностью импульса 7 нс и частотой повторения импульсов 1 кГц. Плотность энергии импульса лазера варьировалась от $5{\cdot}10^{-7}$ до $3{\cdot}10^{-4}$ Дж/см^2.

Время-интегрированные спектры ФЛ структур с КЯ и КТ GaN/AlN, измеренные при температуре 10 K и различных мощностях возбуждения показаны на рис.1. Первая структура содержит 20 слоёв КЯ GaN толщиной 3.5 нм со слоями AlN толщиной 2 нм между ними, вторая содержит 10 слоёв КТ GaN со средней высотой 5 нм и диаметром 18 нм со слоями AlN толщиной 10 нм между ними.

Спектр структуры с КЯ (рис. 1a) при минимальной использованной мощности накачки содержит полосу с максимумом 3.5 эВ, которую мы относим к ФЛ буферного слоя GaN и полосу с максимумом 3.1 эВ, которую мы относим к ФЛ КЯ. При увеличении мощности накачки ширина полосы ФЛ КЯ увеличивается, и её низкоэнергетичный край сдвигается в сторону меньших энергий. Мы полагаем, что этот сдвиг связан с перенормировкой запрещенной зоны из-за многочастичных взаимодействий в электрон-дырочной плазме, уширение линии связано с заполнением состояний.

В спектре ФЛ структуры с КТ (рис. 1b) при малой мощности возбуждения наблюдается одна полоса с положением максимума 2.6 эВ, связанная с излучением КТ. При увеличении мощности накачки эта полоса сдвигается в сторону низких энергий, и в спектре появляется полоса с положением максимума около 3.3 эВ, которая сдвигается в сторону высоких энергий. Эту полосу мы связываем с ФЛ смачивающего слоя.



(a) (b)

Рис.1. Спектры фотолюминесценции структур с квантовыми ямами (a) и квантовыми точками (b) GaN/AlN при различных мощностях возбуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00974.

[1] P. Riblet, S. Tanaka, P. Ramvall, S. Nomura, Y. Aoyagi, Solid State Communications **109**, 377 (1999).
[2] F. Widmann, J. Simon, B. Daudin, G. Feuillet, J. L. Rouviere, and N. T. Pelekanos, Phys. Rev. B **58**, R15989 (1998).
[3] S. Kalliakos, T. Bretagnon, P. Lefebvre, T. Taliercio, B. Gil, N. Grandjean, B. Damilano, A. Dussaigne, and J. Massies, J. Appl. Phys. **96**, 180 (2004).

MANY-BODY EFFECTS IN PHOTOLUMINESCENCE OF GaN/AlN LOW-DIMENSIONAL STRUCTURES

I.A. Aleksandrov*, K.S. Zhuravlev
Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk,
ph.: +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru

Excitation power dependences of the photoluminescence of wurtzite GaN/AlN quantum dots and quantum wells grown by molecular beam epitaxy have been investigated. It was found what PL band of the quantum dots shifts to the low energy side with increasing of excitation power. This shift was attributed to the band-gap renormalization. Red shift of low-energy edge and widening of PL band of quantum wells was attributed to band-gap renormalization and state-filling effects.

МНОГООБРАЗИЕ ФОРМ ОРГАНИЗАЦИИ НАНОМАТЕРИАЛА – ИСТОЧНИК ПРОБЛЕМ В ПОНИМАНИИ ФИЗИКИ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ III-ГРУППЫ

***А.А. Грешнов*[1] *, А.Л. Закгейм*[1]*, А.Е. Черняков*[1]*, Е.И. Шабунина*[1]*, Н. М. Шмидт*[1]*, Е.Б. Якимов*[2]**

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

[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов. Институтская, 6, 142432, Черноголовка.

Анализ экспериментальных результатов, полученных в работах разных авторов на светоизлучающих структурах InGaN/GaN, и теоретических работ посвященных физике приборных структур демонстрирует гигантский разрыв между практикой и теорией. Практика стремительно приближается к предельным значениям внешней квантовой эффективности, а в теории, также как и 10 лет назад, отсутствуют общепринятые модели безызлучательной, излучательной рекомбинации, деградационных процессов и эффекта падения внешней квантовой эффективности при плотностях тока больше 10 А/см^2. В основу практически всех моделей положены представления о материале светоизлучающих структур как об эпитаксиальном, подобном традиционным A^3B^5. Основные усилия технологии все эти годы по существу были направлены на управление организацией наноматериала. В самом деле, выбор режимов роста зародышевых слоев, введение решеток InGaN/GaN с малым составом по индию, выбор материала подложек и кристаллографических плоскостей, технологии ELOG и patterned подложек, легирование кремнием и т.д. – это все способы изменения условий разрастания и сращивания доменов зародышевого слоя. Таким образом, практика не контролируя количественно характер организации наноматериала, совершенствовала его, ориентируясь на электрические и оптические свойства материала. Разработанные нетрадиционные методы диагностики [1], позволяющие количественно охарактеризовать особенности организации наноматериала, показали, что используемые технологические приемы действительно приводят к разным формам организации наноматериала. Причем эти разные формы организации наноматериала отличаются между собой не только и не столько плотностью дислокаций, сколько их неоднородным распределением и протяженностью дилатационных и дислокационных границ, образовавшихся в результате коалесценции доменов. При этом, чем лучше сформирован зародышевый слой и выбраны условия дальнейшего роста, тем меньше протяженность и количество дислокационных границ, т.е. достигнута лучшая организация наноматериала [2,3]. Эти границы, а также дислокации и их скопления пронизывают активную область светоизлучающих структур и образуют систему протяженных дефектов. Таким образом, слои нитрида галлия и светоизлучающие структуры являются квази-эпитаксиальными, текстурированными дислокационными и дилатационными границами, что предопределяет многообразие форм организации этих материалов и принципиально отличает их от традиционных эпитаксиальных слоев на основе A^3B^5. Очевидно, что структурные свойства таких материалов невозможно охарактеризовать количественно на привычном языке – плотность дислокаций. Представляется, что трудности в понимании физики приборных структур обусловлены тем, что теория пренебрегала этими особенностями реальных материалов, приписывая им свойства традиционных A^3B^5, и искала связь электрических и оптических свойств с плотностью дислокаций.

Результаты исследования электрических и оптических свойств слоев и светоизлучающих структур классифицированных количественно по характеру организации наноматериала, с использованием таких мультифрактальных параметров как уровень самоорганизации (обобщенная размерность Реньи (D), а также степень упорядоченности на локальном (Δ_p) и общем уровне (Δ_c), показали прямую связь особенностей транспорта носителей с характером организации наноматериала и свойствами системы протяженных дефектов, и позволили выяснить, что система протяженных дефектов является основным каналом безызлучательной рекомбинации в светоизлучающих структурах [2-5]. Свойства этой системы, пронизывающей область объемного заряда светоизлучающей структуры, изменяются нелинейно с ростом концентрации неравновесных носителей. Это и осложняет выявление ее роли в безызлучательной рекомбинации. Причем, при концентрациях неравновесных носителей (1-4)*10^{18}см$^{-3}$, вклад этого канала становится минимальным и наблюдаются максимальные значения внешней квантовой эффективности (более подробно это рассмотрено в [6]) . На светоизлучающих структурах, классифицированных по значениям мультифрактального параметра Δ_p, была обнаружена корреляция значений внешней квантовой эффективности (ВКЭ) с этим параметром (Рис.1). Она носит пороговый характер и из нее следует несколько важных выводов. Во-первых, она проясняет наблюдаемые у разных авторов противоречивые данные по влиянию структурных свойств на значения ВКЭ.

Ясно, что противоречия обусловлены проведением исследований на материалах с разным характером организации наноматериала. Во-вторых, проведение исследований по влиянию легирования, дизайна активной области и т.д. на светоизлучающих структурах с характером организации наноматериала, соответствующем значениям Δ_p в области спада - не информативно. В третьих, разные пороговые значения Δ_p при плотностях тока 10 и 50 А/см^2, а также падение значений ВКЭ в максимуме с плотностью тока по мере ухудшения характера организации наноматериала (рост значений Δ_p) [4], указывает на разный вклад потерь в излучательную рекомбинацию. Исследование спектров электролюминесценции и зависимостей ВКЭ от плотности тока в диапазоне температур 100-400 К [7] показало, что с ростом температуры также происходит падение максимума ВКЭ и характер зависимости ВКЭ от тока определяется соотношением излучательной рекомбинации локализованных и делокализованных носителей. При этом вклад делокализованных носителей в излучательную рекомбинацию возрастает с ухудшением характера организации наноматериала, увеличением плотности инжекционного тока и температуры. Полученные результаты позволяют сделать предположение о том, что локализация носителей происходит не в квантовых точках, и не в квантовых ямах (которые далеки от идеальных , и разрывы зон не соответствуют теоретическим представлениям), а в пространственных областях с характерными размерами 10-500 нм и с мелкомасштабными флуктуациями случайного потенциала. Очевидно, что необходимо приблизить теоретические представления к реальным свойствам этих материалов и выработать общепринятые критерии количественной оценки характера организации наноматериала слоев и приборных структур на основе III-N материалов.

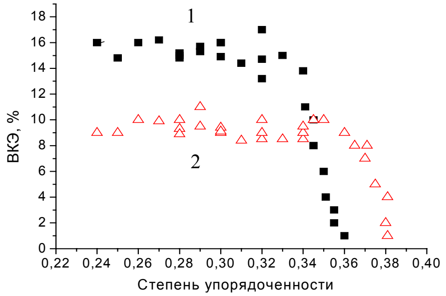


Рис.1 Корреляция значений ВКЭ со степенью упорядоченности Δ_p материала светоизлучающих структур при разных плотностях тока: 1- 10 А/см^2, 2- 50 А/см^2.

[1-4] Н.М.Шмидт и др, Тез. докладов Всероссийских конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (2000 - 2008) .

[5] Chernyakov A.E., Sobolev M.M., Ratnikov V.V., Shmidt N.M., Yakimov E.B., Superlattices and Microstructures **45,** 301-307 (2009).

[6] Е.И. Шабунина, Н.М. Шмидт, А.Е. Черняков, П.В. Петров, М.Е. Левинштейн, Н.С. Аверкиев, данный сборник

[7] Е.В. Богданова, Б.Я. Бер, А.А. Грешнов и др., данный сборник

DIVERSITY IN NANOSTRUCTURAL ARRANGEMENT – SOURCE OF PROBLEMS IN III-N DEVICE PHYSICS UNDERSTANDING

A.A. Greshnov[1], A.L. Zakgeim[1], A.E. Chernyakov[1],E.I. Shabunina[1], N.M. Shmidt[1], E.B. Yakimov[2]
[1]A.F. Ioffe Physico-Technical Institute. Polytechnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg,
phone. +7(812)2927193, e-mail:Natalia.Shmidt@mail.Ioffe.ru;
[2] Institute of Microelectronics Technology. Institutskaya, 6, 142432, Chernogolovka.

It is shown that InGaN/GaN light-emitting structures are quasi-epitaxial materials textured by dilatation and dislocation boundaries and have varied nanostructure arrangement. In the results it is impossible to describe their structural properties using only the density of dislocations. The optical and electrical properties of InGaN/GaN light-emitting structures are related with nanostructure arrangement, which characterized quantitatively by multifractal parameters such as level of self-organization (D) and the degree of order (Δ_p). The results obtained on InGaN/GaN light-emitting structures classified by D and Δ_p revealed that their optical and electrical properties are differed considerably from ideal theoretic. Thus it is clear that theoretical idea to need at revision and the elaboration of conventional quantitative criterion of this material nanostructure arrangement is necessary.

«МОСТ ЧЕРЕЗ «ЗЕЛЕНУЮ ДОЛИНУ». ПО ПУТИ К RGB ИСТОЧНИКАМ БЕЛОГО СВЕТА

А.Ф. Цацульников ***[1,2], В.В Лундин [1,2], А.В. Сахаров [1,2], Е.Е. Заварин [1,2], С.О. Усов [1,2],***
А.Е. Николаев [1,2], Н.В. Крыжановская [1,2], М.А. Синицын [1,2], В.С. Сизов [1,2], Н.А. Черкашин [3],
А.Е. Черняков[2], А.Л. Закгейм [2], М.Н. Мизеров [2]

[1] УРАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе. Политехническая 26, 194021, С.Петербург.
тел. +7(812)2973182, e-mail: andrew@beam.ioffe.rssi.ru

[2] УРАН Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН.
Политехническая 26, 194021, С.Петербург

[3] Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific
Research (CNRS). 31055, Toulouse, France

Увеличение эффективности излучения светодиодов видимого диапазона на основе нитрида галлия в течение последних двух десятилетий позволило создать эффективные источники белого света на их основе [1]. Однако до сих пор в качестве источников белого света используются светодиоды на основе люминофорных покрытий, а не на принципе RGB-смешения. Основной причиной этого является то, что до сих пор не созданы эффективные светодиоды, излучающие в глубоком зеленом диапазоне длин волн 530 – 580 нм («зеленая долина»), крайне необходимые для создания полноцветных источников белого света [2] с высоким индексом цветопередачи. В системе материалов AlInGaP созданию излучателей с длиной волны менее 580 нм препятствуют фундаментальные проблемы перехода зонной структуры от прямой к непрямой при увеличении содержания алюминия [3]. С другой стороны, в системе материалов AlInGaN нет фундаментальных ограничений, препятствующих увеличению длины волны излучения. Все бинарные соединения и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками и перекрывают диапазон, намного более широкий, чем видимый спектр.

Главной проблемой при создании светодиодов глубокого зеленого диапазона на основе InGaN/GaN структур является то, что увеличение содержания индия в слоях InGaN в активной области светодиода, необходимое для сдвига излучения в длинноволновую сторону, осложнено большим рассогласованием параметров кристаллической решетки в системе GaN-InN, приводящим к возникновению значительных механических напряжений. В данной работе были исследованы методы синтеза активных областей InGaN/GaN для светодиодов глубокого зеленого диапазона и подходы к созданию монолитных источников белого света, содержащих в активной области несколько квантовых ям (КЯ) InGaN, излучающих в различных областях спектра, смешение излучения которых дает белый свет.

Обычно активная область светодиодов содержит в основе одну или нескольких КЯ InGaN. Для светодиодов синего диапазона было установлено, что число КЯ оказывает некоторое влияние на эффективность светодиода и ее зависимость от плотности тока, однако практически не влияет на положение и форму линии излучения (Рис. 1a). Это связано с тем, что при малых толщинах КЯ (1.5-2.5 нм) и умеренном содержания индия в них (<20%), релаксация напряжений даже в структурах с большим числом КЯ не происходит. В результате, при сохранении неизменных условий роста КЯ, они формируются с одинаковым содержанием индия. Кроме того, в этих светодиодах, вне зависимости от числа КЯ в активной области, при характерной для светодиодов плотности тока 10-50 А/см^2 практически вся рекомбинация протекает в ближайшей к p-области прибора квантовой яме [4]. Как следствие этих двух особенностей, спектр излучения светодиодов сине-фиолетового диапазона, для которых характерно небольшое содержание индия в активной области, определяется в основном режимами роста последней (верхней) квантовой ямы и не зависит ни от полного числа КЯ в структуре, ни от содержания индия в нижележащих ямах.

В отличие от случая синих светодиодов, сдвиг спектра излучения в зеленую область, требующий увеличения содержания индия в активной области, приводит к значительно более сложной зависимости свойств многослойной AlInGaN гетероструктуры от числа КЯ. На рис. 1b приведены спектры электролюминесценции (ЭЛ) светодиодных структур, содержащих 1, 3 или 5 КЯ, выращенных в одинаковых технологических режимах. Режимы роста этих структур отличались от аналогичных для светодиодов с длиной волны излучения 460 нм только пониженной на 50^{o}C температурой роста активной области, что приводит к увеличению эффективности вхождения индия. Светодиодная структура с одной КЯ имеет длину волны излучения 500 нм, что соответствует ожидаемой при вышеуказанном снижении температуры. В то же время, светодиодная структура с тремя КЯ имеет длину волны излучения 550 нм, а с пятью КЯ – уже 590 нм. Так как описываемый эффект наблюдается только для структур с относительно высоким содержанием индия и нарастает с увеличением числа КЯ, можно предположить, что он связан с релаксацией упругих напряжений.

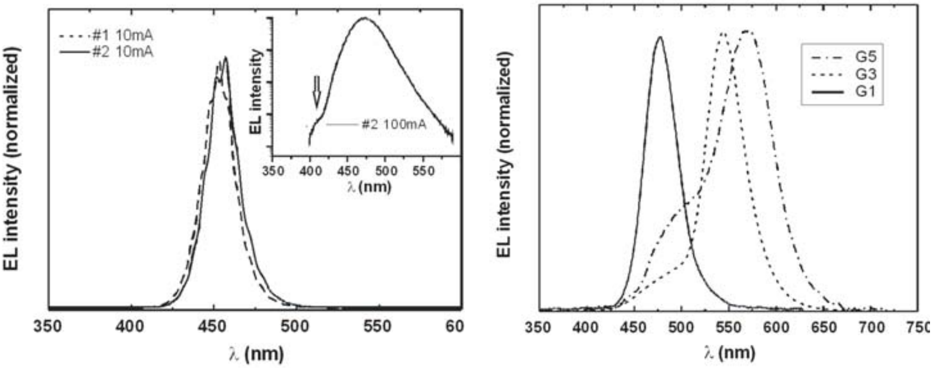
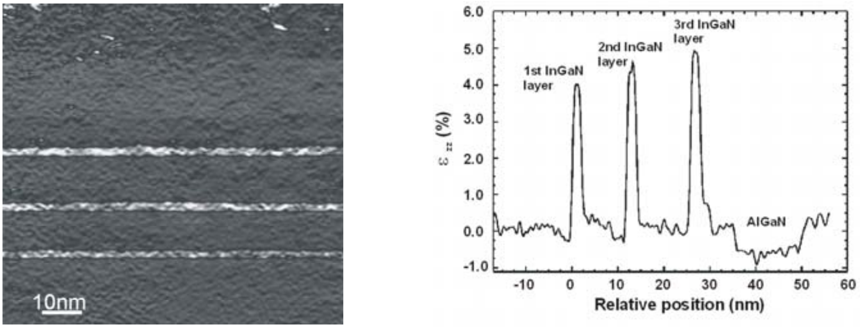


Рис. 1. Спектры ЭЛ светодиодных гетероструктур синего диапазона (a) с различным дизайном активной области: #1 – структура с пятью одинаковыми КЯ, #2 – структура с верхней КЯ, излучающей на длине волны 455 нм и четырьмя нижележащими КЯ, излучающими на длине волны 410 нм. (На вставке к Рис.1а – спектр ЭЛ структуры #2 при большом токе инжекции). Спектры ЭЛ (b) светодиодных гетероструктур G1, G3 и G5 с 1, 3 и 5 КЯ в активной области при токе 100 мА.

Выращенные структуры были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Определение локального содержания индия в квантовых ямах проводилось путем сравнения параметров решетки в КЯ, полученных методом математической обработки ПЭМ изображений высокого разрешения [5] с использованием закона Вегарда. На рисунке 2а представлена двумерная карта распределения локальных деформаций кристаллической решетки по отношению к ненапряженной матрице GaN в направлении [0001] в районе активной области для структуры с тремя КЯ. Более светлые участки соответствуют большему межплоскостному расстоянию, а значит – большему содержанию индия. Отчетливо видно увеличение содержания индия от ямы к яме (Рис. 2b), а также существенные флуктуации распределения индия в плоскости ямы, наблюдавшиеся ранее и для структур синего диапазона [6].

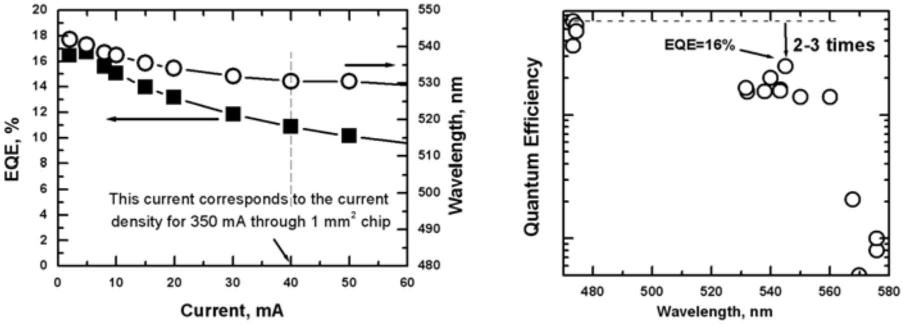


a) b)

Рис. 2. ПЭМ изображения активной области светодиодной структуры, содержащей три КЯ InGaN (a), и профиль распределения деформации в направлении роста структуры (b).

Из сопоставления данных ПЭМ с данными математического моделирования процесса эпитаксии можно сделать вывод о частичной (в пределах десятков процентов) релаксации упругих напряжений в структурах, приводящей к увеличению вхождения индия в КЯ. Вышеописанная релаксация напряжений происходит с образованием дислокаций, снижающих эффективность люминесценции. Однако, локализация носителей на флуктуациях состава позволяет достичь приемлемой эффективности излучения даже при высокой плотности дислокаций, которая, в свою очередь, может быть снижена в результате дальнейшей оптимизации дизайна и процесса эпитаксиального роста.

Для преодоления проблемы формирования дислокаций был предложен дизайн активной области светодиодных структур «глубокого» зеленого диапазона содержащей одну КЯ, осажденную на короткопериодную InGaN/GaN сверхрешетку. Параметры полученных светодиодов «глубокого» зеленого диапазона приведены на Рис. 3а.



a) b)

Рис. 3. Зависимости внешней квантовой эффективности и положения максимума излучения светодиода от тока (a), и зависимость внешней квантовой эффективности излучения светодиодных структур (измерения на пластине) от длины волны (b).

За счет уменьшения общего содержания индия и улучшения структурного качества удалось значительно увеличить эффективность излучения и создать светодиодные структуры диапазона длин волн 540-560 нм с эффективностью в 2-3 раза ниже по сравнению со структурами синего диапазона.

На основании проведенных исследований были исследованы подходы к созданию монолитных светодиодов. Были созданы структуры, содержащие в активной области КЯ, излучающие в синем 440-450 нм и «глубоком» зеленом 540-570 нм диапазонах. Для создания монолитных источников света, содержащих несколько КЯ InGaN, необходимо обеспечить инжекцию носителей во все КЯ. Неоднородная инжекция приводит к тому, что интенсивность излучения уменьшается по мере увеличения расстояния между КЯ InGaN и областью p-легирования. Данный эффект приводит к зависимости интенсивности излучения этих слоев от величины тока и, следовательно, к зависимости от тока цветовых параметров. В данной работе в качестве барьера между КЯ InGaN, излучающими в синей и зеленой областях спектра, была осаждена короткопериодная сверхрешетка InGaN/GaN. Как было показано в работе [7] такая сверхрешетка позволяет увеличить эффективность инжекции носителей в КЯ InGaN, расположенные на большом расстоянии от области p-легирования, и повысить эффективность излучения в светодиодных структурах. Измерения спектров электролюминесценции выращенных структур показали, что спектры излучения содержат две линии, связанные с излучением различных КЯ, причем соотношение интенсивностей “синей” и “зеленой” линий меняется в пределах 0.7-0.3 в зависимости от тока, протекающего через структуру. Данный факт свидетельствует о том, что, несмотря на значительное расстояние между КЯ, удается реализовать эффективную инжекцию носителей.

На рисунке 4 приведена цветовая диаграмма монолитного светодиода. Видно, что наблюдается сильная зависимость цветовых параметров от тока, что связано с изменением интенсивностей “синей” и “зеленой” полос при увеличении тока. Коррелированная цветовая температура (CCT) при увеличении тока меняется в пределах от 6000 до 7600 К. Внешняя квантовая эффективность достигает своего максимального значения ~3.5% (для светодиода без линзы) при токе ~20 мА. Уменьшение эффективности излучения монолитного светодиода по сравнению с эффективностью зеленых светодиодов связано со значительным увеличением общего содержания индия в активной области, что, по-видимому, приводит к дополнительному формированию дефектов. Однако, необходимо отметить, что несмотря на это увеличение общего содержания индия, катастрофического уменьшения квантового выхода излучения не наблюдается и достигнутое значение внешней квантовой эффективности при данном значении CCT является в настоящее время рекордным.

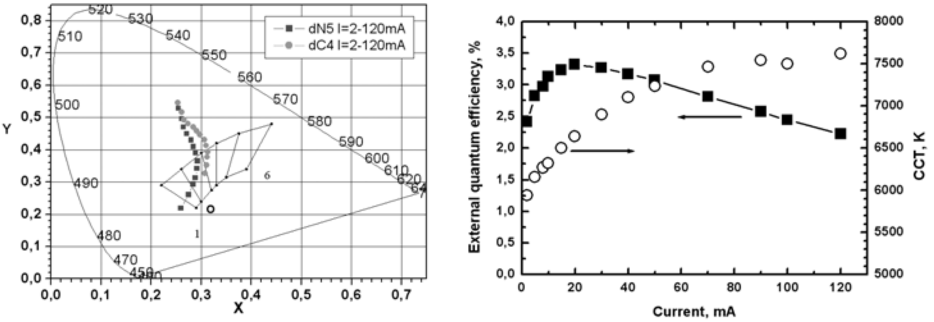


Рис. 4. Цветовые диаграммы МКО 1931 г. (a) и зависимости внешней квантовой эффективности и коррелированной цветовой температуры от тока (b). Точками на рис.4a отмечены координаты цветности при различных величинах тока для спектров от двух исследованных образцов.

Увеличение индекса цветопередачи возможно с помощью осаждения дополнительных КЯ InGaN, излучающих в зеленой области спектра, а также смещения излучения одной из КЯ InGaN в желто-красную область спектра (либо увеличением состава по In в слое, либо увеличением ширины полосы излучения).

Работа проведена при поддержке проектов РФФИ № 08-02-01344-а и № 09-02-12449-офи_м и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27. Авторы выражают благодарность ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника” за изготовление светодиодов.

[1] E. F. Schubert. Light-emitting diodes. Cambridge University Press 2003
[2] A.Zukauskas, M.Shur, R.Gaska. Introduction to Solid-State Lighting. J. Wiley & Sons, NY, 2002
[3] Х. Кейси М. Паниш Лазеры на гетероструктурах т.2 изд."Мир", Москва 1981
[4] А.А. Арендаренко, др., тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия», С-Петербург, 2008, стр 123.
[5] HREM Research, http://www.hremresearch.com.
[6] Yu.G. Musikhin, et.al. Appl. Phys. Lett. 80 (12), 2099-2101 (2002)
[7] А.Ф. Цацульников, и др. ФТП, 44 (1), 96-100 (2010).

BRIDGE OVER THE “GREEN VALLEY”. TOWARDS RGB WHITE LIGHT SOURCE

***A.F.Tsatsulnikov* [1,2], *W.V.Lundin* [1,2], *A.V.Sakharov* [1,2], *E.E.Zavarin* [1,2], *S.O.Usov* [1,2],**
***A.E. Nikolaev* [1,2], *N.V.Kryzhanovskaya* [1,2], *M.A. Synitsin* [1,2], *V.S. Sizov* [1,2], *N.A. Cherkashin* [3],**
***A.E.Chernyakov* [2], *A.L.Zakgeim* [2], *M.N. Mizerov* [2]**
[1] Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS, Politehnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg
Phone. +7(812)2973182
[2] Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center RAS
Politehnicheskaya 26, 194021, St. Petersburg
[3] Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific Research (CNRS). 31055, Toulouse, France

Approaches to the fabrication of LED structures emitting in epy ”deep” green optical range (~540 nm) were invetsigated. Dependence of the In content in the MQW structure on the number of period was studied and enhance in the In content with increase in the number of QWs was revealed for the green LED structures. It was shown that using of the novel design of active region based on the single InGaN QW deposited on the top of short-period InGaN/GaN superlattice leads to the increase of the emission efficiency. Monolitic white LED structures based on the active region containing two QWs emitting in blue and green ranges and separated by short-period InGaN/GaN superlattice were developed. White light emission with maximal external quantum efficiency more than 3.5% and CCT in the range of 6000 - 7600 K was demonstrated.

СИНИЙ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЙ ДИОД С ПЕРИОДИЧЕСКИ СТРУКТУРИРОВАННЫМ КОНТАКТОМ

Холопова Ю.В.**, Барабаненков М.Ю., Шаповал С.Ю.
ИПТМ РАН, Московская область, Черноголовка, ул. Институтская 6,
e-mail: jvkh@iptm.ru

В настоящее время широко применяются светоизлучающие диоды (СИД) на основе гетероэпитаксиальных структур

Вывод генерируемого в p-n-переходе излучения существенно ограничен из-за потерь на полное внутреннее отражение излучения, падающего на границу раздела под углом, большим критического; потерь на поглощение излучения в толще полупроводника и диэлектрических потерь внутри конуса выхода света.

Длительное время ведутся работы по нахождению способов увеличения доли выводимого излучения, которые приведены в работе [1].

Мы исследовали характеристики AlGaN/InGaN/GaN синего светодиода, конструкция которого рассчитана на частоту модуляции излучения до 100 ГГц. На излучающую поверхность такого светодиода впервые в качестве p-контакта нанесена Au/Ni дифракционная решётка, параметры которой сравнимы с характерной длиной волны излучения СИД. Расстояние от активной области до границы раздела сред полупроводник-воздух составляет менее 200 нм, что значительно снижает потери в толще полупроводника по сравнению с теми СИД, в которых вывод света осуществляется через подложку, где расстояние от активной области до поверхности более 200 мкм [1-3].

Целью работы являлось изучение влияния такого объекта как дифракционная решётка на электрооптические характеристики СИД, исследование СВЧ характеристик такого светодиода.

Пластина со светодиодными структурами выращивалась методом химического осаждения из газовой фазы из металлоорганических соединений с травлением мезаструктуры плазмой в режиме электронного циклотронного резонанса.

Формирование Au/Ni двумерной решётки над излучающей поверхностью производено методами электронно-лучевой литографии.

Параметры решетки с шириной направляющей 0,1 мкм выбраны на основе моделирования ее частотных спектров отражения [1].

На изготовленной структуре с контактом-решеткой проведены измерения вольтамперных и вольт-фарадных характеристик, получена зависимость проводимости от напряжения, диаграммы направленности и спектры излучения [1].

Из экспериментальных данных получена эффективность преобразования электрической мощности (при токе 0,4 мА) в оптическую мощность, которая составляет 26%, что на 8% превышает значение аналогичного параметра светодиода с обычным контактом. Кроме того, дифракционная решетка позволяет варьировать угловое распределение излучения простым изменением величины электрического смещения (рисунок 1).

Рисунок 1. Измеренные диаграммы направленности излучения (1) и источника Ламберта (2) при токе 10 (а) и 0,4 (б) мА, протекающего по направляющим контакта-решетки.

[1] М.Ю. Барабаненков, А.В. Ковальчук, Е.А.Полушкин, В.В.Сироткин, Ю.В. Холопова, С.Ю. Шаповал. Вестник МГТУ им. Баумана, Естественные науки, 2(33), 48 (2009).
[2] S. Shapoval, M. Barabanenkov, V. Sirotkin, E. Polushkin, L. Saptsova, A. Kovalchuk, V. Zemlyakov, N. Antonova, A.Tsasulnikov, W. Lundin, E. Zavarin, A. Sakharov, V. Ustinov. // WOCSDISE 2007. Venice, Italy. 2007/05/20 – 23. – pp. 29 – 30.
[3] M. Barabanenkov, V. Sirotkin, Yu. Kholopova, A. Kovalchuk, N. Antonova, E. Polushkin, S. Shapoval. VII Международная научно-техническая конференция. Квантовая электроника. Минск, Беларусь, 2008/10/13 – 16. с. 65

BLUE LIGHT EMITTING DIODE WITH THE PERIODICALLY STRUCTURED P-CONTACT

Yu. Kholopova, M. Barabanenkov, S. Shapoval
Institute of Microelectronics Technology RAS, 142432 Chernogolovka,
Moscow region, Russia, e-mail: jvkh@iptm.ru

The device studied in the present report is a LED structure grown by MOCVD on a sapphire substrate. Getting LED's p-contact into shape of laminar diffraction grating promises more efficient light output. Stripe-like grooves of grating can spatially homogeneous spread of applied current driving across the whole structure being the grating covered structure surface totally.

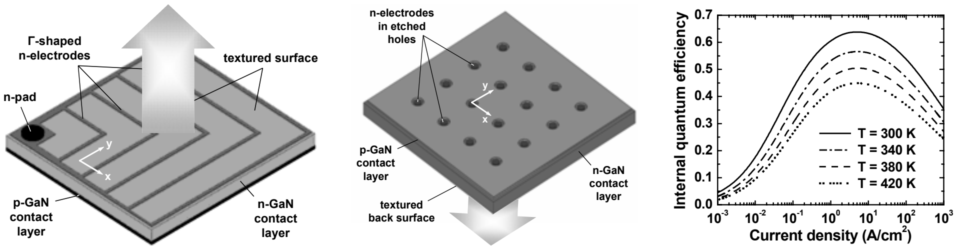
As results, the presented pattern p-contact due to an ability of diffraction grating not only does control the emission angle cone but to couple exponentially decaying (evanescent) part of LED radiance to the air. It is shown that using such contact increases the LED efficiency at least by 8 %.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДНЫХ ЧИПОВ: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПЕРСПЕКТИВНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

С.Ю. Карпов*, К.А. Булашевич, О.В. Хохлев, М.В. Богданов, М.С. Рамм, И.Ю. Евстратов
ООО «Группа СТР» – ООО «Софт-Импакт», пр. Энгельсьса 27, 194156 Санкт-Петербург,
тел. +7(812)5544570, e-mail: sergey.karpov@str-soft.com ;

Тонкоплёночные светодиоды (СД) флип-чип конструкции, основанные на удалении подложки после выращивания на ней СД структуры и текстурировании обратной стороны n-GaN контактного слоя, были предложены с целью существенного увеличения эффективности экстракции света [1-3]. В настоящее время существуют две разновидности таких СД – с двухсторонней [1,2] и односторонней [3] геометрией контактов. В последнем случае металлические электроды к n-GaN контактному слою формируются внутри ряда отверстий протравленных через p-контактный слой и активную область гетероструктуры. В данной работе с помощью моделирования проведён анализ сильных и слабых сторон обеих конструкций.

Для анализа работы каждого из СД чипов была выбрана типичная гетероструктура, состоящая из толстого n-GaN контактного слоя с концентрацией электронов $n = 1.5\times10^{18}$ см$^{-3}$, активной области, 40 нм p-Al$_{0.2}$Ga$_{0.8}$N блокирующего слоя и 200 нм p-GaN контактного слоя с концентрацией акцепторов $[\mathrm{Mg}] = 2.5\times10^{19}$ cm^{-3}. Активная область включала в себя четыре InGaN квантовые ямы (КЯ), излучающие свет с длиной волны 452 нм, разделённые 10 нм GaN барьерами ($n = 5\times10^{16}$ см$^{-3}$). Конструкции 815×875 мкм^2 и 1000×1000 мкм^2 СД чипов с двухсторонней и односторонней геометрией контактов показаны схематически на Рис.1a,b.

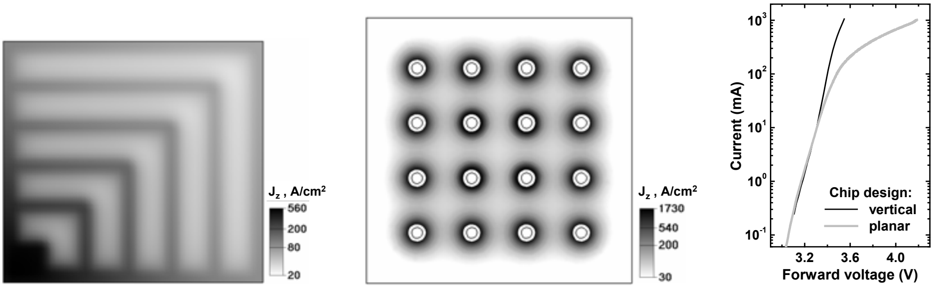


(a) (b) (c)

Рис.1. СД чипы с двухсторонней (a) и односторонней (b) геометрией контактов. ВКЭ СД структуры в зависимости от плотности тока, рассчитанная для различных температур (c).

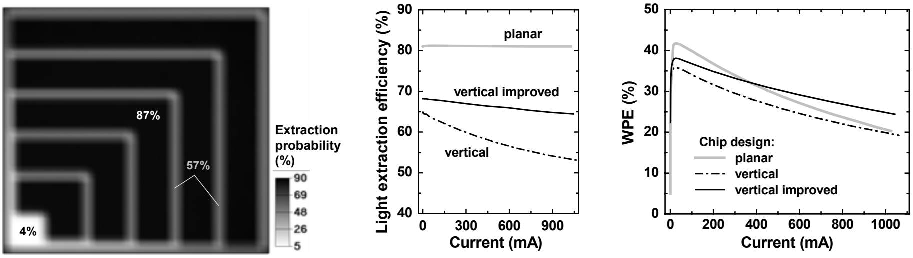
Моделирование работы СД проводилось с помощью пакета SimuLED [4], обеспечивающего сопряжённый анализ электрических, термических и оптических процессов. Оже-рекомбинация в InGaN КЯ рассматривалась как основной нетермический механизм, лимитирующий внутреннюю квантовую эффективности (ВКЭ) СД структуры при больших плотностях тока [5,6] – см. Рис.1c. Текстурирование обратной поверхности n-GaN контактного слоя моделировалось с помощью плотной упаковки гексагональных пирамид с периодом, равным 500 нм и отношением высоты к основанию, равным 4. Оптические свойства серебра и золота использовались при трассировке лучей для анализа отражения излучённого света от n- и p-омических контактов, соответственно.

Моделирование предсказывает сильный эффект локализации тока вблизи краёв n-электродов для обоих СД (см. Рис.2a,b). Эта локализация усиливается с ростом тока, протекающего через СД. Из-за меньшего полного периметра n-электродов локализация тока гораздо более выражена в чипе с односторонней геометрией контактов, чем в чипе с двухсторонней геометрией, приводя, в частности к бóльшему рабочему напряжению такого СД при больших токах (Рис.2c). В двухстороннем чипе ток локализуется вблизи n-электродов, особенно в области усиления контакта (Рис.2a). Свет, излучённый в этих областях, имеет весьма низкую вероятность вывода из чипа из-за потерь, связанных с неполным отражением от металлических n-электродов (Рис.3a). В результате полная эффективность экстракции света (ЭЭС) из СД становится зависимой от его рабочего тока (Рис.3b). Падение ЭЭС может быть заметно подавлено за счёт вставки изолирующей плёнки под площадку усиления контакта и использования более узких Г-образных электродов с уменьшенным расстоянием между ними (улучшенная конструкция двухстороннего чипа). В то же время ЭЭС из одностороннего чипа практически не зависит от тока и превышает ЭЭС одностороннего чипа, благодаря отсутствию металлизации n-GaN контактного слоя. С другой стороны, односторонний чип обнаруживает более сильный спад внешней квантовой эффективности с током из-за более сильной его локализации вблизи n-электродов. Все эти эффекты приводят к существенно различному поведению коэффициента полезного действия (КПД) СД обеих конструкции при изменении тока (см. Рис.3с).



(a) (b) (c)

Рис.2. Распределение плотности тока в активной области чипа с (a) двухсторонней и (b) односторонней геометрией контактов. Вольт-амперные характеристики СД разных конструкций (c).



(a) (b) (c)

Рис.3. Вероятность экстракции света из определённой точки активной области в двухстороннем чипе (a). Полная эффективность экстракции света (b) и КПД СД обеих конструкций в зависимости от их рабочего тока (c).

Рассмотренные выше два типа СД предполагают различные стратегии их дальнейшего улучшения. Двухсторонний СД требует, прежде всего, повышения эффективности экстракции света, что может быть достигнуто за счёт изменения конструкции чипа. Характеристики одностороннего СД, напротив, могут быть улучшены путем оптимизации гетероструктуры, направленного на уменьшение зависимости её ВКЭ от плотности тока.

[1] V. Härle, B. Hahn, S. Kaiser, A. Weimar, D. Eisert, et al., Proc. of SPIE, **4996**, 133 (2003).
[2] V. Härle, B. Hahn, S. Kaiser, A. Weimar, et al., Phys. Stat. Solidi (a), **201**, 2736 (2004).
[3] O. B. Shchekin, J. E. Epler, T. A. Trottier, T. Margalith, et al., Appl. Phys. Lett., **89**, 071109 (2006).
[4] http://www.str-soft.com/products/SimuLED/
[5] Y. C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, et al., Appl. Phys. Lett., **91**, 141101 (2007).
[6] K. A. Bulashevich and S. Yu. Karpov, Phys. Stat. Solidi (c), **5**, 2066 (2008).

MODELING OF HIGH-POWER LIGHT-EMITTING DIODES: COMPARATIVE ANALYSIS OF ADVANCED CHIP DESIGNS

S.Yu. Karpov*[1], *K.A. Bulashevich, O.V. Khokhlev, M.V. Bogdanov, M.S. Ramm, and I.Yu. Evstratov

STR-Group – Soft-Impact, Ltd., 27 Engels ave., 194156 St. Petersburg,
phone: +7(812)5544570, e-mail: sergey.karpov@str-soft.com ;

Vertical and planar thin-film flip-chip blue LEDs are compared by simulation to identify strong and weak points of approaches to their design. Current crowding and its effect on internal quantum efficiency and light extraction efficiency are found to be key factors limiting the device performance.

ОПТИМИЗАЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ III-НИТРИДОВ

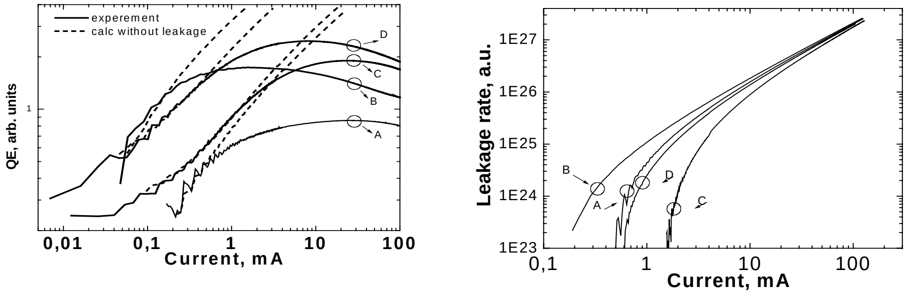
В.С.Сизов *, А.Ф Цацульников, А.В. Сахаров, В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А. Е. Николаев
УРАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 Россия. e-mail: vsizov@mail.ioffe.ru;

Несмотря на значительный прогресс в технологии светоизлучающих приборов на основе нитрида галлия проблема повышения эффективности приборов по-прежнему остаётся актуальной. Предпринимались многочисленные попытки оптимизации дизайна структур и режимов выращивания эпитаксиальных структур. Помимо улучшения качества самих слоёв подбором режимов роста в III-нитридах активно используются слои InGaN, ограничивающие транспорт носителей к безызлучательным центрам (БЦ). В рамках настоящей работы были предложены пути оптимизации дизайна активной области светодиодных структур с InGaN активной областью позволяющие с одной стороны улучшить условия инжекции, а с другой - качество активной области и ограничение транспорта к БЦ.

В работе исследовались три серии образцов, выращенные методом MOCVD на установке Aixtron 2000 HT. Первая серия образцов состояла из двух рабочих слоёв InGaN, излучающих на длине волны 470нм (A-D). В образце А перед осаждением рабочих слоёв выращивались слои InGaN меньшего состава, служащие для контроля напряжений. В образце В вместо нижних слоёв InGaN выращивалась короткопериодная решётка InGaN/GaN (КПСР) [1]. Образец С был аналогичен образцу А, однако после осаждения рабочих слоёв InGaN перед блокирующим слоем AlGaN выращивалась КПСР. В образце D КПСР выращивалась как вместо нижних слоёв InGaN, так и после рабочих слоёв. Были получены зависимости квантовой эффективности от тока через структуру рис1а. Анализ этих зависимостей, подробно описанный в [2], позволяет получить значения коэффициента безызлучательной рекомбинации, а также зависимость от тока дополнительных утечек, не связанных с моно- и би – молекулярной(МОР, БИР) рекомбинацией рис1б. Значения МОР получились равными $2.3*10^8$, $0.8*10^8$, $2.9*10^8$, $1.4*10^8$ c^{-1} для структур A, B, C, D, соответственно. Видно, что применение КПСР снизу значительно уменьшает скорость МОР. Поскольку скорость МОР определяется не только плотностью БЦ, но и транспортом к ним. Для образцов А и В были исследованы температурные зависимости эффективности ФЛ. Аппроксимация зависимостей по закону Аррениуса выявила, что образцы имеют одинаковые энергии активации(ЭА), но значение предэкспоненциального множителя, отражающего плотность БЦ, оказалось в два раза больше у образца А. Следовательно, применение КПСР под активной областью позволяет существенно снизить плотность БЦ. Также, как видно из рис1б применение КПСР над активной областью позволяет уменьшить значение утечек при увеличении тока, протекающего через структуру. Мы связываем это со следующим. Как было показано в работе [3], при повышении уровня инжекции блокирующий слой AlGaN перестаёт эффективно ограничивать диффузию электронов в р – область, из-за чего наблюдается падение эффективности структур. Применение верхней КПСР приводит к увеличению эффективной высоты барьера AlGaN, уменьшая, тем самым, диффузию электронов в р - область. Увеличение утечки носителей при малых токах при использовании КПСР, по-видимому, связано с утечкой дырок в n- область. Однако, совместное использование КПСР снизу и над активной областью в целом значительно увеличивает стабильность и КЭ структур.

Остальные две серии (F1-F2, S1-S3) были выращены аналогично структуре D, однако имели различную толщину барьера между нижней КПСР и рабочими слоями InGaN. Причём в серии F1-F2 образцы содержали один рабочий слой InGaN, а серии S1-S3 - три. Толщины барьеров между КПСР и активными слоями были 2,6 нм для F1,F2 и 10,15,22.5 нм для S1-S3, соответственно. Для обеих серий структур были получены и проанализированы зависимости КЭ от тока аналогично первой серии. На рис2а представлены зависимости дополнительных утечек от тока. Видно, что в каждой серии увеличение толщины барьера между КПСР и рабочими слоями приводит к уменьшению утечек при малых токах, что также объясняется утечкой дырок в n – область. На рис 2b представлены зависимости скорости скорость МОР от толщины барьера GaN. Видно, что увеличение толщины также влечёт за собой уменьшение скорости МОР вплоть до толщин 20нм. Дальнейшее увеличение приводит к возрастанию скорости МОР. Для обеих серий были получены и проанализированы температурные зависимости эффективности ФЛ от температуры. На рис 2b. Представлены зависимости ЭА в зависимости от толщины барьера. Видно, что для каждой серии увеличение толщины барьера приводит к увеличению ЭА до значений толщины 20 нм. Следовательно, уменьшение скорости МОР вызвано подавлением транспорта носителей к БЦ.

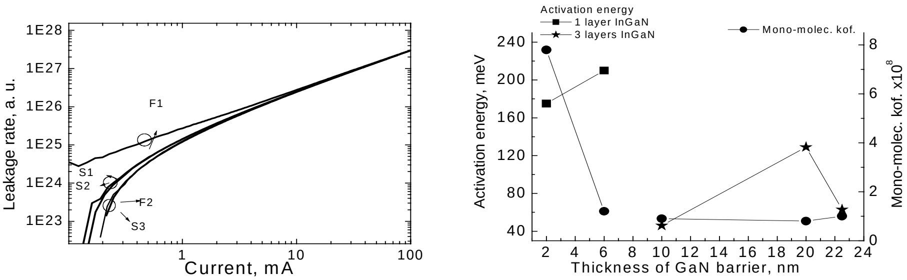
Показано, что использование КПСР позволяет с одной стороны уменьшить плотность БЦ в активной области, с другой стороны - улучшить условия инжекции. Толщина барьера между нижней КПСР и рабочими слоями InGaN определяет степень фазового распада и позволяет регулировать транспорт носителей к БЦ. Комбинация описанных в работе подходов к оптимизации дизайна позволяет значительно увеличить эффективность и стабильность светодиодных структур.



(a)

(b)

Рис.1. (a) Зависимость КЭ и от тока для первой серии структур. (b) Зависимость дополнительных потерь помимо мономолекулярной рекомбинации.



(a)

(b)

Рис.2. (a) Зависимость утечек и от тока для второй и третей серии структур. (b) Зависимость коэффициента мономолекулярной рекомбинации и энергии активации от ширины барьера между КПСР и активными слоями.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по образованию, Государственного контракта №02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г., Проектов РФФИ № 09-02-12449-офи_м и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

[1] А.Ф. Цацульников, В.В Лундин, Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов . ФТП 44, 1 (2010) pp-96-100.
[2] I. V. Rozhansky and D. A. Zakheim, Phys. Stat. Sol. (a) 204, 1, 227–230 (2007).
[3] Martin F. Schubert at all,Appl. Phys. Lett. 91, 231114 (2007).

OPTIMIZATION OF ACTIVE REGION FOR GaN BASED LEDs

V.S.Sizov*, A. F. Tsatsulnikov, A.V.Sakharov , W.V.Lundin , E.E.Zavarin , A.E. Nikolaev
Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russian Federation
e-mail: vsizov@mail.ioffe.ru;

EL and PL of several series of sample were investigated. It was shown that applying of SPSL in design of GaN based LEDs leads to improve their injection condition and quality of active layers. When SPSL is situated under active region (AR) density of non-radiative centers decreases, in case SPSL is above AR it leads to increase of effective height of AlGaN blocking layer and prevent diffusing of electrons to p - layer. The thickness of GaN barrier between SPSL under active layers and active layers affect to phase separation of InGaN layers and suppress diffusion of hole to n – layer. Combination of these approaches can greatly increase efficiency of GaN based devices.

STUDIES OF THE EFFECTS OF ELECTRON INJECTION IN III-NITRIDE SEMICONDUCTORS

Leonid Chernyak[a*]
[a] Physics Department, University of Central Florida, Orlando, FL 32816-2385, USA,
*e-mail: chernyak@physics.ucf.edu

It has been recently discovered that electron injection into p-GaN - either from the electron beam of a Scanning Electron Microscope (SEM) or by the application of an external voltage in a solid state device (p-n junction or Schottky barrier) - increases the critical minority carrier lifetime, τ, and diffusion length, L. Consistent changes are observed in other material's properties, including a photovoltaic response. An electronic model is proposed in which such changes are attributed to charging of meta-stable centers associated with Mg doping, as no effect is observed in n-GaN. Nonetheless, before a coherent model for the phenomenon can be created, the answers to a series of open questions must be found and several controversies have to be resolved.

Fig. 1 presents typical dependencies of L on duration of electron injection obtained at different temperatures in Metal-Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) p-GaN, grown on sapphire, with ~ $3\text{x}10^{17}$ cm^{-3} hole concentration. The Electron Beam Induced Current (EBIC) technique, allowing a direct measurement of minority carrier diffusion length, was used. The general trend is a linear multiple-fold increase of L for the duration of electron beam injection up to 2300 seconds (at 130 °C), corresponding to a total injected charge of 1.365 μC. At larger times of injection, L saturates (not shown in Fig. 1). Notice, that it takes less time for the diffusion length to saturate when the sample temperature is lower. Once the increase of L is induced by electron injection, it persists for several days.

The rate, R (dL/dt, where t is duration of electron injection), for L increase was calculated at every measurement temperature based on the linear dependencies in Fig. 1. Inset of Fig. 1 shows the dependence of R on thermal energy (2 kT). This dependence was fitted as:

$$R = R_0 \exp(\frac{\Delta E_A}{2kT}) \qquad (1)$$

Here, R_0 is a scaling constant, and ΔE_A is the process activation energy. The factor of 2 in the exponent denominator in equation (1) comes from the temperature dependence of minority carrier diffusion length in semiconductors. For equation (1), the best fit was obtained for the activation energy of 178 meV. This activation energy is in excellent agreement with that for the Mg-acceptor thermal ionization.

Cathodoluminescence (CL) experiments on a different MOCVD p-type sample with a comparable free hole concentration were carried out in-situ in the SEM, integrated with a Gatan MonoCL3 system, allowing wave-dependent and temperature-dependent measurements. The measurements were started at room temperature with the initial spectrum acquisition (spectrum 1 in Fig. 2). This spectrum features a broad luminescence band, peaking at ~ 379 nm (3.265 eV) and attributed to the excited electron transition from the conduction band to the Mg-acceptor-related levels (e-Mg_0). Fig. 2 shows a continuous decay of the CL intensity with time of electron beam injection, as is observed in the spectra 1 through 5. Note that after an electron injection is stopped, it takes several days for luminescence intensity to return to the pre-injection level.

We attribute a decrease of luminescence intensity to an increase in the minority carrier (electron) lifetime due to a charging of the neutral Mg levels in p-GaN. Note, that the concentration of these levels is quite significant (up to 10^{20} cm^{-3}), because of the large thermal ionization energy (130-208 meV) for the Mg-acceptors.

Trapping the SEM-beam-injected electrons on the Mg level prevents radiative recombination of the conduction band electrons (generated by the same beam) through this level. This leads to an increase of the minority electron lifetime in the conduction band. Because the intensity of luminescence is proportional to the rate of radiative recombination, which decreases with increasing lifetime, the CL decay is observed in Fig. 2. We note that a ~ 2 nm “blue” shift of the e-Mg_0 peak, observed in Fig. 2 with increasing electron injection time, is possibly attributed to a continuous charging of additional Mg-levels in the forbidden gap.

Increase of τ in p-GaN determines an increase of diffusion length for the minority carrier according to the following equation:

$$L = \sqrt{D\tau}, \qquad (2)$$

where D is carrier diffusivity, which is unaffected by electron injection. The increase of L in Fig. 1 is consistent with the decrease of the peak CL intensity (increase of τ) in Fig. 2. Because L depends linearly on the duration of electron injection (see Fig. 1), the inverse CL intensity (~ τ) should depend on the injection duration quadratically, in agreement with equation (2). This is, indeed, observed in the inset of Fig. 2. Based on the experimental L values in Fig. 1, the range of τ, estimated from equation (2), is between 2 and 150 nsec at 34 °C.

CL measurements, carried out at elevated temperatures, demonstrated a slower decrease of the peak CL intensity with the time of electron injection (see Fig. 3). The rates for this decrease were found from the dependencies of the square root of inverse normalized (with respect to the initial maximum value) intensity on the duration of electron injection. In the inset of Fig. 3 these rates are plotted as a function of 2kT and fitted (similar to what was done for the L rates; see equation (1)). The obtained activation energy of ~ 190 meV is consistent with thermal ionization energy for the Mg-acceptor in GaN and is in good agreement with the activation energy obtained for the effects of electron injection from the EBIC measurements (178 meV).

The tentative model for the observed electron injection-induced effects is presented in Fig. 4 and its key ideas are summarized below.

- An electron, injected by an SEM beam, gets trapped by a neutral meta-stable Mg-level. The concentration of involved Mg levels increases with the duration of electron injection. Trapping an injected electron on the Mg-levels (these levels create a band in the GaN forbidden gap and are schematically shown in Fig. 4 above the charged Mg-acceptor level) prevents recombination of the conduction band electrons through these levels. This leads to an increase of τ for an electron in the conduction band and, as a result, to an increase of L in agreement with equation (2).
- The Mg-level, containing a trapped injected electron, becomes available for recombination of a conduction band electron as this level captures a hole. Capturing a hole means a transition of the trapped electron to the valence band. The rate of this transition increases with increasing temperature, and we note the existence of the activation energy, preventing the immediate hole capture by the ionized impurity [15]. The latter activation energy is, in fact, ΔE_A, obtained by us (cf. equation (1)).
- As the rate of hole capture on the Mg-level increases, the conduction band electrons have more chance for recombination on this level. This results in a shorter minority electron lifetime and a slower rate for L at higher temperatures.

It has to be pointed out that the activation energy for a hole capture on the Mg level is generally lower than the thermal ionization energy for this level. However, the measurements of persistent photoconductivity (PPC) in p-GaN imply that these two activation energies may, actually, be quite close to each other, with the difference not exceeding 30 meV. We use this assumption in the interpretation of experimental results. Note that the kinetics of L and CL relaxation (days) after stopping the electron beam irradiation, and the relation of the electron injection-induced effects to Mg impurities are in agreement with PPC studies in which an energy barrier of ~ 129 meV, preventing free hole capture by ionized Mg impurities in p-GaN, has been reported. The photoconductivity persists for many hours (after illumination is turned off) at least up to 310 K and is related to Mg doping.

It must be noted that we do not exclude a charging of grain boundaries as a possible mechanism for the electron injection effect, as there is growing evidence for the impact of these boundaries on carrier transport in p-GaN. In such a case, the grain boundaries may trap electrons in the potential wells, with holes either going over the potential barrier or tunneling through it, to recombine with these electrons. Under the SEM beam excitation, the electron pockets in the potential profile might be metastably filled, so that recombination would more and more occur via ordinary recombination centers (note that L after long injection times is higher than the expected dimensions of the GaN domains; cf. Fig. 1). The competing process is the electron emission from the grain boundary potential well. The latter process becomes more pronounced as the temperature of injection increases. This may explain the decreased rate of L with increasing temperature. We note, however, that additional experiments are needed to make a decisive conclusion.

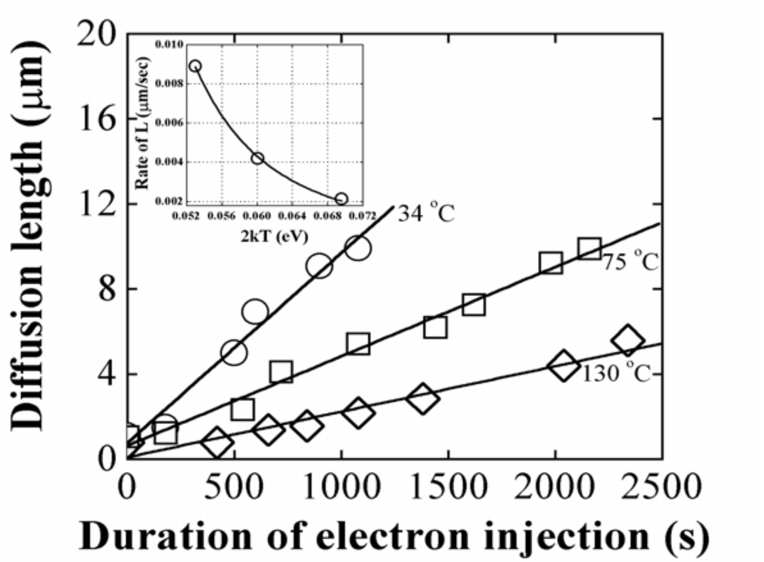


Fig. 1 Temperature dependence of the minority electron diffusion length in a 2 μm thick sample on duration, t, of electron injection. Open circles, squares, and diamonds are experimentally obtained values for 34, 75, and 130 ^{o}C, respectively. Solid lines represent the linear fit. Inset: Temperature dependence for the rate, R=dL/dt, of the minority carrier diffusion length increase. The best fit for this dependence is obtained at 178 meV for the activation energy.

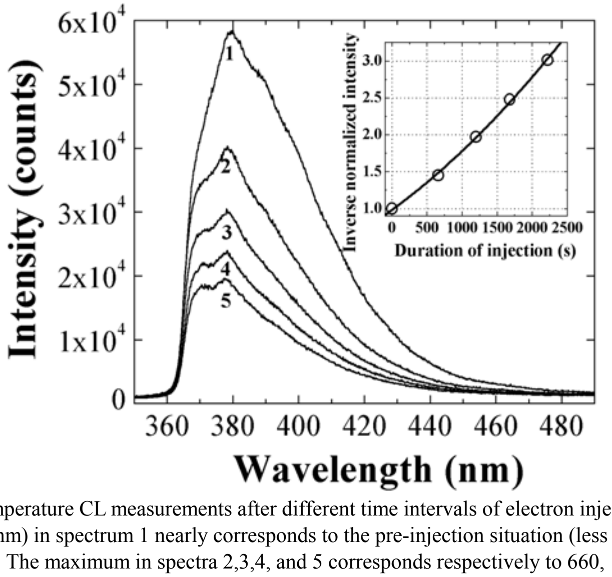


Fig. 2 Room temperature CL measurements after different time intervals of electron injection. The maximum (379 nm) in spectrum 1 nearly corresponds to the pre-injection situation (less than 20 seconds time difference). The maximum in spectra 2,3,4, and 5 corresponds respectively to 660, 1200, 1680, and 2200 seconds of electron injection. Inset: Inverse normalized (with respect to the maximum in 1) peak intensity (open circles) for the room temperature CL spectrum vs. duration of electron injection, and the quadratic fit.

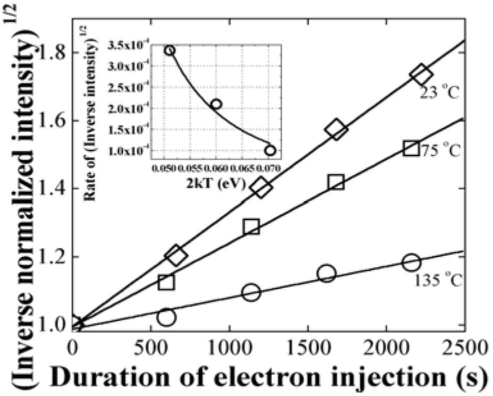


Fig. 3 Temperature dependence for the square root of inverse normalized intensity on duration of electron injection. The rate at every temperature is obtained from the slope of a linear fit. Inset: Temperature dependence for the rate of the square root of inverse normalized intensity (open circles) and the exponential fit.

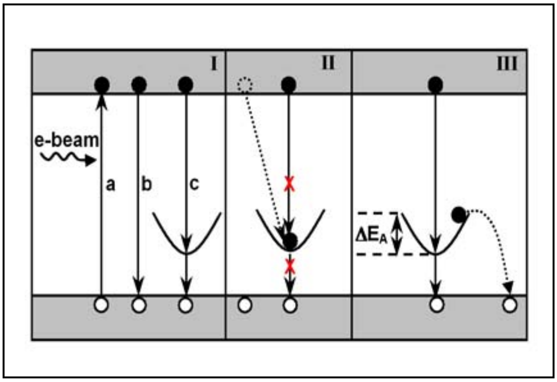


Fig. 4 Model for the electron injection-induced effect (on the example of electron beam irradiation). Electron beam, e-beam, generates non-equilibrium electron-hole pairs (**Ia**). Non-equilibrium carriers recombine either via the band-to-band transition (**Ib**) or through unoccupied (non-ionized) acceptor states (**Ic**). However, if a non-equilibrium electron is trapped by the acceptor level, recombination cannot proceed (**II**), leading to increased lifetime of non-equilibrium carriers. Release of the trapped electron with an activation energy ΔE_A (**III**) restores the original recombination pathway (**Ic**), resulting in a slower rate of lifetime increase at elevated temperatures.

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ИНЖЕКЦИИ В III-НИТРИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Леонид Черняк[a]*
[a] Кафедра физики, университет Центральной Флориды, Орландо, 32816-2385, США
*адрес электронной почты: chernyak@physics.ucf.edu

Недавно было обнаружено, что электронная инжекция в p-типе GaN осуществляемая с помощью электронного луча сканирующего электронного микроскопа или за счёт прикладывания внешнего напряжения к твёрдотельным приборам (p-n переходам или барьерам Шоттки), ведёт к увеличению времени жизни неосновных носителей заряда и их диффузионной длины. Соответствующие изменения были замечены и в других фундаментальных свойствах материала, включая фотоотклик. Была предложена электронная модель, в которой вышеуказанные изменения связываются с зарядкой мета-стабильных центров, создаваемых в p-GaN за счёт легирования Mg, поскольку подобный эффект не наблюдается в материале n–типа.

ДИНАМИКА КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ СВЕРХРЕШЕТОЧНЫХ СТРУКТУР GaN/AlN И GaN/AlGaN: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В.Ю. Давыдов[1]****, М.Б. Смирнов***[2]***, Ю.Э. Китаев***[1]***, А.Н.Смирнов***[1]***,***
М.А. Яговкина[1]***, В.В. Лундин***[1]***, Е.Е. Заварин***[1]
[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
тел. +7(812)2927911, e-mail: valery.davydov@mail.ioffe.ru;
[2] НИИ физики им. В.А. Фока, СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург,Россия

Перспективность использование сверхрешеточных (СР) структур на основе широкозонных нитридов (GaN, AlN и AlGaN) в различных электронных и оптоэлектронных приборах продемонстрирована в большом количестве публикаций (см., например, [1] и ссылки в нем). Такие СР могут использоваться как широкозонное окно в оптоэлектронных приборах, как активная область в светоизлучающих приборах и фотодетекторах, как слои для компенсации напряжений в структуре и др. Эффективное использование таких периодических структур требует детального исследования их фундаментальных физические свойств, а также развития новых количественных методик диагностики с целью совершенствования технологии их выращивания.

Раман-спектроскопия является признанной методикой исследования фононного спектра СР структур. Она также широко используется в качестве неразрушающего, обладающего высоким пространственным разрешением, метода анализа таких объектов. Обширный экспериментальный и теоретический материал накоплен в основном по СР типа GaAs/AlAs, для которых отсутствует перекрытие фононных дисперсионных кривых у объемных кристаллов GaAs и AlAs [2]. В отличие от этого, фононные дисперсионные кривые GaN перекрываются с дисперсионными кривыми AlN, что приводит к существенно новым явлениям в динамике кристаллической решетки СР созданных на основе этих материалов. Именно эти факторы явились препятствием в анализе колебательного спектра СР GaN/AlN, представленного в ранних работах [3, 4].

Модельные методы исследования фононных спектров составляют основу для количественного анализа и интерпретации экспериментальной информации, полученной методами колебательной спектроскопии. Есть все основания предполагать, что такое моделирование может привести к надежным заключениям, если в нем будут использованы модели потенциала межатомных взаимодействий, которые достаточно точно описывают динамические свойства чистых кристаллов AlN и GaN [5]. Результаты компьютерного моделирования колебательного спектра СР GaN/AlN и GaN/AlGaN, их интерпретация с помощью макроскопической модели диэлектрического континуума и их сравнение с экспериментальными рамановскими данными представлены в данной работе.

Исследовалось поведения акустических и оптических фононных мод в гексагональных СР состоящих из слоев GaN и AlN с периодами d_p=2–40 нм и СР GaN/$Al_xGa_{1-x}N$ с разным содержанием Al (x=0.13, 0.28, 0.44 и 0.54) и разными периодами (d_p=5–320 нм). Все структуры были выращены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе методом MOVPE на подложках (0001) Al_2O_3 [6,7].

Формирование СР ведет к сложению зоны Бриллюэна в направлении роста, в результате чего в рамановских спектрах появляются моды от сложенных акустических ветвей. Изучение этих мод позволяет получать информацию о периоде СР, а также дает сведения об усредненной скорости

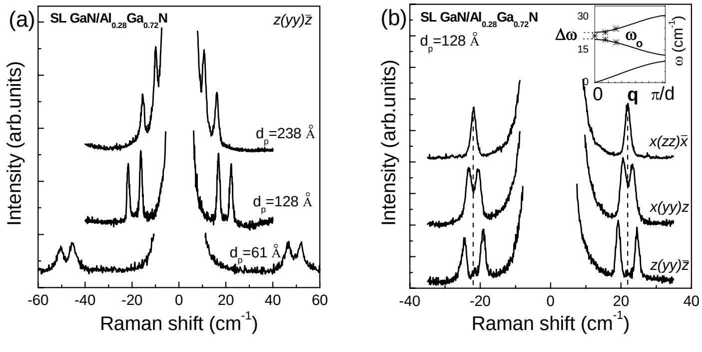


Рис.1. Рамановские спектры СР GaN/$Al_{0.28}Ga_{0.72}N$ в области акустических фононов: (a) для СР с различными периодами; (b) при разных геометриях эксперимента. На вставке показана сложенная акустическая фононная ветвь (LA).

звука и дисперсии акустической фононной ветви в СР. На Рис.1(a) показаны рамановские спектры в области акустических фононов, полученные для нескольких СР GaN/$Al_{0.28}Ga_{0.72}N$ с различными периодом. Видно, что спектры всех образцов содержат дублеты узких линий, которые испытывают сдвиг в сторону возбуждающей линии при увеличении периода СР. Известно, что именно такое поведение характерно для свернутых акустических фононов в СР. Положение дублетных линий $\Delta\omega^{\mp}_{n,q_z}$ в спектрах дается выражением: $\Delta\omega^{\mp}_{n,q_z} = \omega_{n,0} \pm q_z s$, здесь $\omega_{n,0} = 2\pi ns / d_p$ это частота центрозонного сложенного акустического фонона продольной дисперсионной ветви (LA), q_z это проекция волнового вектора фонона на направление сложения, s это скорость звука для среднего состава СР, а n=1,2... Было установлено, что для СР имеющих различный период, но одинаковое содержание Al (x=0.28) скорости звука для среднего состава СР, оцененные из данных Раман-спектроскопии (Рис.1(a)), очень близки и составляют 8410 м/сек.

Для того, чтобы определить дисперсионную кривую LA ветви в СР, были использованы три геометрии рассеяния (Рис.1(b)). Геометрия рассеяния “назад” $z(xx)\bar{z}$ от плоскости структуры перпендикулярной гексагональгой оси z обеспечивала волновой вектор равный $q_z=2k_{phot}$. Геометрия рассеяния $y(xx)z$, с использованием 90-градусной геометрии рассеяния, уменьшала проекцию волнового вектора в направлении z до величины равной $q_z=k_{phot}$. Дальнейшее уменьшение величины волнового вектора было достигнуто в геометрии рассеяния “назад” с использованием торца СР $x(zz)\bar{x}$, которая обеспечивала величину q_z близкую к нулю.

Видно, что рамановские спектры для $z(xx)\bar{z}$ и $y(xx)z$ геометрий рассеяния содержат дублеты, величина расщепления которых зависит от величины волнового вектора q_z.. В то же время в геометрии рассеяния $x(zz)\bar{x}$ наблюдается только одна линия и ее положение соответствует центру тяжести дублета.

Поведение мод при очень малых волновых векторах q_z является предметом повышенного интереса, поскольку щель в центре зоны для сложенных акустических фононов дает информацию о параметрах СР [2]. Наши результаты свидетельствуют в пользу того, что величина щели в центре зоны для сложенных акустических фононов находится за пределами инструментального разрешения (≈0.5 $см^{-1}$), что предполагает размытый интерфейс в изучаемой СР (GaN/$Al_{0.28}Ga_{0.72}N$ с периодом 12.8 нм). В рамановских спектрах всех исследованных СР в области оптических колебаний были обнаружены две группы линий, одна из которых проявляла "одномодовую", а другая "двухмодовую" зависимость от соотношения толщин слоев СР. Результаты компьютерного моделирования динамики решетки, выполненные в рамках расширенной модели Борна-Кармана, и расчеты в приближении диэлектрического континуума позволили объяснить наблюдаемое в эксперименте поведение мод степенью их локализации в слоях СР, а механизм межслоевого взаимодействия приписать дальнодействующим диполь-дипольным силам [8].

Результаты расчетов предсказывают (Рис.2(a)), что для фононов, распространяющихся вдоль гексагональной оси (A(LO) и E(TO)), а также для фононов симметрии E_2 (E_2(low) и E_2(high)), в спектрах должны наблюдаться по две линии. Частоты этих линий близки к частотам аналогичных мод в объемных кристаллах GaN и AlN, а их интенсивности – пропорциональны толщинам

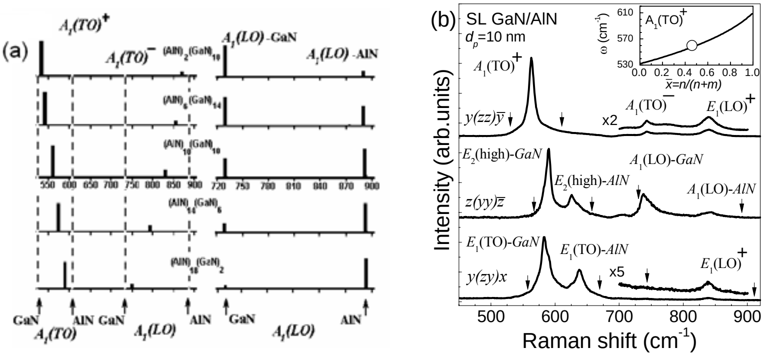


Рис.2. (a) рассчитанные частоты и интенсивности A_1(TO) и A_1(LO) мод для СР $(GaN)_m/(AlN)_n$ с разными толщинами слоев; (b) поляризованные рамановские спектры СР GaN/AlN с периодом d_p=6нм (GaN)+4нм (AlN)=10нм. Стрелками показаны положения соответствующих фононных линий в объемных GaN и AlN.

соответствующих слоев. Анализ собственных векторов этих мод показывает, что эти колебания локализованы в соответствующих слоях, составляющих СР.

В то же время для колебаний распространяющихся в плоскости слоев СР (A(TO) и E(LO)), расчеты предсказывают другой характер поведения. Каждый спектр симметрии A(TO) и E(LO) должен содержит по одной “нормальной” полосе (A(TO)$^+$ и E(LO)$^+$). Положение этих полос монотонно меняется от их характерного положения в GaN до положения типичного для AlN пропорционально относительной доле разных нитридов в СР (m/n). Интенсивность этих полос велика и слабо меняется при изменении структуры СР. Кроме того, расчет предсказывает появление в каждом спектре ещё одной менее интенсивной “аномальной” полосы (A(TO)$^-$ и E(LO)$^-$), которая должна располагаться в интервале продольных (для A(TO)$^-$) и поперечных (для E(LO)$^-$) частот кристаллов, составляющих СР. Анализ смещений атомов в модах A(TO) и E(LO) позволяет утверждать, что это – делокализованные моды. Собственные векторы этих колебаний близки к сумме собственных векторов мод соседних слоев (для “нормальных” мод) или их разности (для “аномальных” мод). Наблюдаемая в эксперименте картина хорошо согласуется с поведением, предсказываемым микроскопическими расчетами. В качестве примера на Рис.2(b) представлены рамановские спектры полученные на СР GaN/AlN с периодом d_p=10нм. В спектре $z(xx)\bar{z}$ в области фононов симметрии E_2 регистрируются две линии, частоты которых близки к частотам E_2 фононов объемных GaN и AlN. Аналогичная картина наблюдается в спектрах, соответствующих фононам симметрии E_1(TO) и A_1(LO) (рис.2(b), спектр $y(zy)x$ и $z(xx)\bar{z}$, соответственно). В соответствии с расчетом, эти колебания должны быть локализованы в слоях и их поведение определяется только характеристиками этих слоев. Следовательно, наблюдаемые сдвиги фононных линий относительно их положения в недеформированных кристаллах GaN и AlN (на рисунке 2(b) они показаны стрелками) могут быть однозначно объяснены наличием деформаций в слоях СР.

С использованием данных о константах деформационного потенциала соответствующих фононных мод, мы оценили знак и величину деформаций в слоях, составляющих СР GaN/AlN (d_p=10 нм): σ_{xx}(GaN)= –5.5 ГПа и σ_{xx}(AlN)=6.0 ГПа. Оказалось, что плоскостные деформации в слоях GaN имеют характер сжатия, а в слоях AlN они имеют характер растяжения. Исследования, выполненные на СР GaN/AlN с различными периодами, выявили, что с уменьшением периода происходит значительное увеличение деформации в слоях СР. При этом по абсолютной величине сжатие слоев GaN больше, чем растяжение слоев AlN, что обусловлено вкладом термоупругих напряжений. Величины деформаций в слоях GaN и AlN, оцененные из рамановских данных, хорошо согласуются с результатами, полученными методом рентгеновской дифракции.

В то же время эксперименты показывают, что фононы симметрии A_1(TO) и E_1(LO) действительно имеют характеристики свойственные делокализованным колебаниям. Так, например, в спектре соответствующем фонону симметрии A_1(TO) (рис.2(b), спектр $x(zz)\bar{x}$)

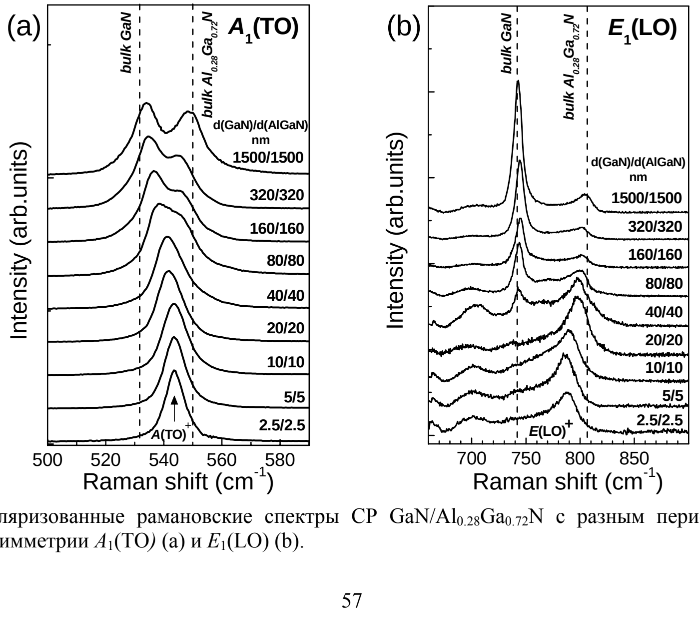


Рис.3. Поляризованные рамановские спектры СР GaN/Al$_{0.28}$Ga$_{0.72}$N с разным периодом для фононов симметрии A_1(TO) (a) и E_1(LO) (b).

наблюдается лишь одна линия, которая занимает среднее положение между частотами A_1(TO) фонона в объемном GaN и AlN. Аналогичная картина наблюдалась и в спектрах симетрии A_1(TO), полученных на СР GaN/$Al_xGa_{1-x}N$ (x=0.13–0.54). Здесь также была зарегистрирована одиночная линия, интенсивность которой не зависела от состава СР, а ее частотное положение соответствовало среднему содержанию Al в СР GaN/$Al_xGa_{1-x}N$. Такое поведение согласуется с результатом, предсказываемым микроскопическим расчетом для “нормального” делокализованного колебания. Отсутствие в спектре “аномального” колебания может быть объяснено противофазным характером атомных смещений в соседних слоях, которые дают вклады противоположного знака в производную дипольного момента и поляризуемости.

В спектрах колебаний симметрии E_1(LO) наблюдается картина аналогичная описанной выше для A_1(TO). На Рис.3(a) и 3(b) представлена трансформация мод A_1(TO) и E_1(LO) для СР GaN/$Al_{0.28}Ga_{0.72}N$ происходящая с уменьшением периода структуры. Наблюдаемая картина хорошо согласуется с поведением, предсказываемым микроскопическими расчетами.

Для короткопериодных СР GaN/AlN (d_p < 10 нм) впервые было обнаружено, что рамановские спектры в области продольных оптических фононов AlN содержат набор максимумов, количество и положение, которых зависят от периода СР. Анализ спектров показал, что эта структура связана с локализованными A_1(LO) фононами AlN.

Таким образом, эффект одновременного существования в СР локализованных мод, которые несут информацию об индивидуальных характеристиках слоев составляющих СР, и делокализованных мод, несущих информацию об усредненных характеристиках структуры, позволяет количественно оценить такие важные характеристики СР как величину деформации в слоях структуры, долю Al в слое твердого раствора, а также соотношение между толщинами индивидуальных слоев в СР [7,8].

Работа была поддержана РФФИ (Грант 09-02-01280), ННС-РФФИ (Грант 08-02-92003-ННС), и программой РАН "Физика новых материалов и структур".

[1] III-V Nitride Semiconductors: Applications and Devices in *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices Series*, Edited by E.T. Yu and M.O. Manasreh, CRC Press, v.16(2002).

[2] B. Jusserand and M. Cardona, in *Light scattering in solids V*, Edited by M. Cardona and G. Gunterherodt, Springer-Verlag, Berlin, p.49 (1988) (and references therein).

[3] J. Gleize, F. Demangeot, J. Frandon, M.A. Renucci, F. Widmann, B. Daudin B., Appl.Phys.Lett. **74**, 703 (1999).

[4] J. Gleize J, J. Frandon, F. Demangeot, M. Renucci, M. Kuball, J. Hayes, F. Widmann, and B. Daudin, Mat. Sci. Eng. B **82**, 27 (2001).

[5] V.Yu. Davydov, et al. Phys. Rev. B **58**, 12 899 (1998).

[6] V.Yu. Davydov, et al, phys.stat.sol. (a) **188**, 863 (2001).

[7] V.Yu Davydov, A.N. Smirnov, I.N. Goncharuk, R.N. Kyutt, M.P. Scheglov, M.V. Baidakova, W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.B. Smirnov, and S.V. Karpov, phys.stat.sol. (b) **234**, 975 (2002).

[8] М.Б. Смирнов, С.В. Карпов, В.Ю. Давыдов, А.Н. Смирнов, Е.Е. Заварин, В.В. Лундин, ФТТ **47**, 716 (2005).

LATTICE DYNAMICS OF GaN/AlN AND GaN/AlGaN SUPERLATTICES: THEORY AND EXPERIMENT

V.Yu. Davydov*[1]*, M.B.Smirnov[2], Yu.E. Kitaev[1], A.N. Smirnov[1], M.A. Yagovkina[1], V.V.Lundin[1], and E.E.Zavarin[1]
[1] Ioffe Physical-Technical Institute, Politekhnicheskaya str., 26, 194021, St. Petersburg, Russia
phone. +7(812)2927911, e-mail: valery.davydov@mail.ioffe.ru;
[2] Fock Institute of Physics, Saint-Petersburg State University, 198504, St.Petersburg, Russia

Computer simulation of the lattice dynamics of GaN/AlN and GaN/AlGaN superlattices is performed to elucidate the microscopic nature of the vibrational states corresponding to the strongest bands in the Raman spectra. Experimental Raman spectra are shown to consist of two groups of lines, one of which exhibits a two-mode behavior and the other shows a one-mode behavior as the relative layer thicknesses are varied. The results of computer simulation and calculations within the dielectric-continuum approximation suggest that the behavior of the observed vibrational modes is dictated by the degree of their localization and that the interlayer couplings due to long-range dipole–dipole interactions. It is shown that the delocalized modes, which exhibit one-mode behavior, can be used as a sensitive probe of the structure and composition of superlattices.

СПЕКТРОСКОПИЯ АДМИТТАНСА – МОЩНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ГЕТЕРОСТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

О.В. Кучерова[1]*, В.И. Зубков[1]
[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» (СПбГЭТУ).
Ул. Проф. Попова, д.5, 197376, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2343016, e-mail: koucherova@mail.ru

Активная область полупроводниковых гетероструктур, использующихся в современных мощных белых, синих и сине-зеленых светодиодах, представляет собой набор тонких квантовых ям InGaN/GaN. Диагностика таких структур, обладающих квантово-размерными эффектами, встроенными пьезополями и большой плотностью дислокаций из-за особенностей роста нитридных гетероструктур на сапфировых подложках, требует использования современных адекватных методов их исследования.

Комплексное применение квазистатических и температурных методов спектроскопии адмиттанса при реализации температурной развертки и смещения границы области объемного заряда, сочетает в себе пространственное разрешение по координате образца и информацию об энергетическом спектре квантово-размерной системы [1]. Это дает возможность наиболее полно характеризовать множественные квантовые ямы (МКЯ) с точки зрения их основных электрофизических параметров и свойств электронного спектра.

Измерения светодиодных гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN проводились на оригинальной автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса [2], состоящей из LCR метра Agilent E4980A и гелиевого криостата замкнутого цикла Janis CCS 200/204N. Уникальной особенностью системы является реализация измерений в одном температурном цикле, что позволяет кардинально (на 3 порядка) сократить время измерений. Образцы измерялись в едином цикле со ступенчатым изменением температуры от 5.5 до 325 K в широком диапазоне приложенных смещений и частот тестового сигнала.

Типичные $1/C^2(U)$- и $G/\omega(U)$-характеристики гетероструктуры с МКЯ приведены на рис. 1. Наблюдаемая система нескольких плато и перегибов на этих графиках отражает наличие МКЯ в гетероструктуре. Каждому плато на вольт-фарадной характеристике (ВФХ) соответствует полочка на зависимости $G/\omega(U)$. Ступенчатое поведение проводимости объясняется тем, что с увеличением ширины области объемного заряда (при увеличении обратного смещения) происходит поочередное «выключение» квантовых ям и ступенчатое уменьшение их вклада в общую проводимость. Это явление особенно заметно при температурах ниже азотных.

Концентрационные профили носителей заряда, построенные по ВФХ демонстрируют ряд интенсивных пиков, соответствующих отдельным КЯ (рис. 2). Определено расстояние между квантовыми ямами и заряд, накапливаемый в них.

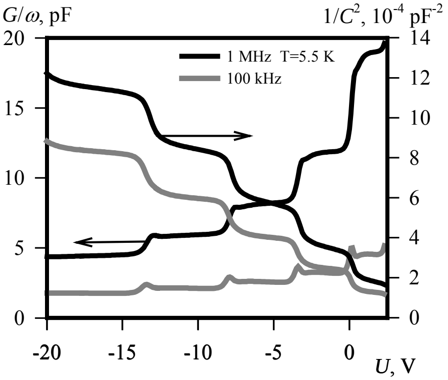


Рис.1. ВФХ и зависимость проводимости от приложенного смещения промышленного светодиода.

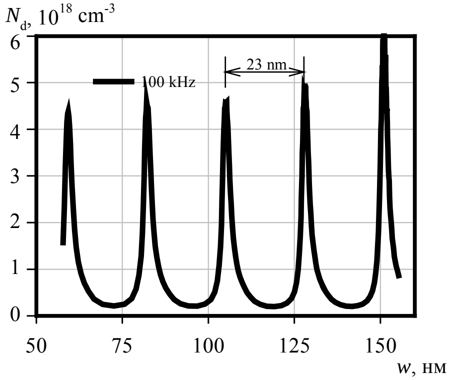


Рис.2. Концентрационный профиль основных носителей заряда при 5.5 K.

Информацию об энергетической структуре образца можно получить при анализе температурных спектров емкости и проводимости. Особенностью графиков Аррениуса данного образца является существенное отклонение от линейной зависимости (рис. 3). Мы связываем этот эффект с появлением туннельной эмиссионной составляющей, которая не зависит от температуры и поэтому ее вклад особенно заметен при низкой температуре [3].

В температурных спектрах проводимости, построенных при фиксированной частоте и при различных приложенных смещениях, помимо монотонного роста амплитуды пиков с увеличением смещения наблюдается резкое возрастание амплитуды низкотемпературного пика при прямом смещении, что может быть объяснено различными механизмами захвата и эмиссии носителей заряда.

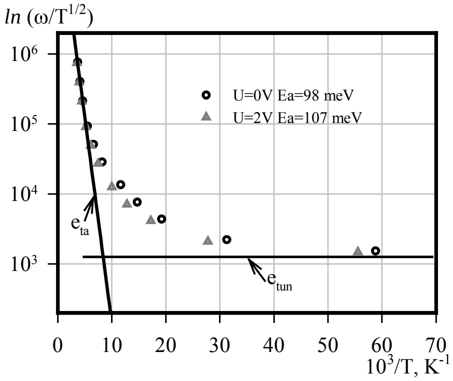


Рис.3. График Аррениуса при U=0 В и +2В.

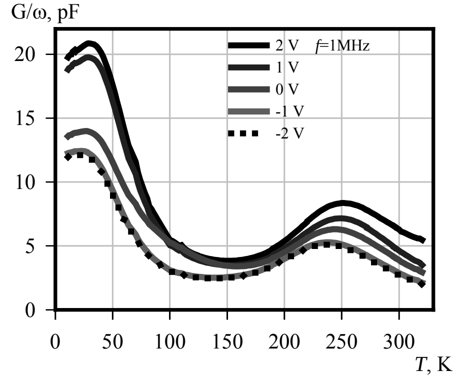


Рис.4. Температурный спектр проводимости при различных смещениях.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракт № 02.740.11.0213 от 07.07.2009 г.) и Федерального агентства по образованию (госконтракт №П890 от 18.08.2009 г.) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009-2010 гг. (рег. № 2.1.1/2503).

[1] В.И. Зубков. Диагностика полупроводниковых наногетероструктур методами спектроскопии адмиттанса (СПб., Элмор, 2007).
[2] В.И. Зубков, О.В. Кучерова, А.Н. Кузнецова. Сборник трудов 7-й международной научно-практической конференции «Образовательные, научные и инженерные приложения в среде LabVIEW и технологии National Instruments - 2008». Москва, 28-29 ноября 2008 г. с.21-23.
[3] О.В.Кучерова, В.И.Зубков, А.В.Соломонов,Д.В.Давыдов. ФТП, **44** (3), 352 (2010).

ADMITTTANCE SPECTROSCOPY – A POWERFUL METHOD FOR DIAGNOSTICS OF ELECTRONIC STRUCTURE OF HETEROSTRUCTURES WITH MULTIPLE QUANTUM WELLS InGaN/GaN

O.V. Kucherova[1]*******, ***V.I. Zubkov***[1]
[1]St.Petersburg State Electrotechnical University “LETI”. Prof. Popov street, 5, 197376, St.Petersburg,
phone. +7(812)2343016, e-mail: koucherova@mail.ru

An originally designed computer-controlled admittance setup consisted of precision LCR-meter Agilent E4980 and closed-cycled helium cryostat Janis CCS 200/204N was used for comprehensive study of LED structures with MQW InGaN/GaN. A step-like behavior of conductance vs. bias characteristic was observed which we attribute to the sequential switch off every quantum well under the increasing reverse bias.

Arrhenius plots derived from the temperature admittance spectra demonstrate strong deviation from the linear one. This phenomenon could be explained as a significant contribution of tunnel component (especially at low temperature) in total carrier emission from a QW.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕФОРМАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР InGaN/GaN

Б.С. Явич[1]***, В.П. Кладько***[2]***, А.В. Кучук***[2]***, Н.В. Сафрюк***[2]***, Р.В. Конакова***[2]***,***
В.Ф. Мачулин[2]***, А.Е. Беляев***[2]
[1] ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника», а/я 78, 194156, Санкт-Петербург;
[2]Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, пр. Науки, 45, 03028, Киев
тел. +38(044)5255758, e-mail: kladko@isp.kiev.ua;

Многослойные эпитаксиальные гетероструктуры на основе твердых растворов InGaN/GaN широко используются для создания светодиодов (СД), излучающих в видимом и ультрафиолетовом диапазонах. Для этих структур характерными являются большие несоответствия параметров решетки, вызванные деформационными полями, которые приводят к сильным пьезоэлектрическим полям. Кроме того, им свойственна большая плотность дислокаций, неровность интерфейсов и флуктуация состава. Последние приводят к ухудшению оптические свойств данных структур. Поэтому повышение эффективности и расширение спектрального диапазона излучения СД является одним из приоритетных направлений в современной технологии наногетероструктур.

В связи с этим, исследование дефектного и деформационного состояния таких систем является актуальной задачей, как для технологии получения слоев с разным электронным потенциалом, так и для понимания их влияния на сами электронные приборы.

Рентгеновская дифрактометрия используется для определения структурных (геометрических) параметров многослойных систем, таких как состав и толщина отдельных слоев, а также последовательность их расположения [1-3]. Кроме этого, в дифракционных кривых содержится информация о резкости гетерограниц (наличие переходных слоев) и деформации слоев, а также о структурном совершенстве эпитаксиальных слоев, типе дефектов и их параметры.

В данном докладе рассмотрены некоторые аспекты рентгеновских дифракционных исследований многослойных структур (сверхрешеток) на основе InGaN/GaN для определения их структурных и деформационных параметров.

Исследовались образцы на основе InGaN/GaN, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии (MOCVD), на сапфировых подложках с ориентацией (0001). Состав квантовых ям постоянный и настроен на длину волны излучения близкую к 460 нм. Номинальный состав InGaN при этом находился в пределах 12-15% по индию. Образцы содержат выращенный на подложке низкотемпературный GaN зародышевый слой, слой *n*-GaN (толщина 3.5мкм), буферную 5-периодную СР (толщина КЯ составляет 2.5нм, GaN барьеров – 4-5нм.), активную область, которая содержит 5 InGaN/GaN КЯ, токоограничивающий слой *p*-AlGaN толщиной 20нм и слой *p*-GaN толщиной 0.1мкм. Номинальная толщина КЯ для основной СР составляет 2.5нм, GaN барьеров - 9нм.

Кривые дифракционного отражения (КДВ) от СР содержат две системы осцилляций: периодических распределений интенсивности в зависимости от угла падения – “быстрые” осцилляции, характерные для отражения от тонкого слоя или от всей структуры и периодически расположенные сателлиты до второго порядка, что является свидетельством хорошей периодичности выращенных структур. На экспериментальной КДВ наблюдается расщепление нулевого сателлита, которое невозможно объяснить толщинными осцилляциями. Отметим, что на дифракционных кривых от нитридных пленок, выращенных на сапфире, нет пика подложки (ближайший рефлекс сапфира расположен на несколько градусов от измеренного интервала углов), который служит реперной точкой для определения деформаций буферных эпитаксиальных слоев. Поэтому для определения параметров a и c необходима привязка к абсолютной шкале углов отражения. Это осуществлялось путем измерения брэгговского угла рассеяния 2θ для слоя GaN и среднего пика СР с помощью анализатора.

Трехкристальная геометрия дифракции позволяет определить релаксацию эпитаксиальных структур при анализе так называемых карт распределения интенсивности вокруг узлов обратного пространства (КОП). Она основана на том, что интенсивность когерентного рассеяния от полностью напряженных эпитаксиальных гетероструктур распределена в плоскости рассеяния в направлении, параллельном нормали к поверхности. В этом направлении расположены дополнительные узлы – центры отражения от отдельных слоев, толщинные осцилляции, а также сателлиты сверхрешетки. Для полностью релаксированной структуры узлы – центры отражения отдельных слоев должны лежать вдоль вектора дифракции. При частичной релаксации они занимают некоторое промежуточное положение.

Активная СР была выращена на буферной СР с меньшим содержанием индия. Это свидетельствует о том, что СР структура выращена на релаксированном в некоторой степени буферном слое. Поскольку пленки A^3-нитридов, выращенные на сапфире, практически полностью релаксируют при температуре роста и напряжения в них, наблюдаемые при комнатной температуре, носят, в основном, термический характер, то это можно отнести и к буферному слою и характеризовать СР двумя параметрами релаксации – релаксацией СР в целом относительно буферного слоя и релаксацией между отдельными слоями СР.

Таблица.

Основные параметры структур, полученные рентгеновскими методами.

Слои структуры	*t*, nm	*c*, nm	*a*, nm	$\varepsilon_\perp$	*x*	*c/a*
InGaN-CP1	3.6	0. 52987	0. 32309	0. 01410	0.18	1. 6400
GaN-CP1	8.9	0. 51744	0. 31871	-0. 00561	–	1. 6235
InGaN-CP2	3.5	0. 53007	0. 32313	0. 01560	0.07	1. 6404
GaN-CP2	3.8	0. 51713	0. 31887	-0. 00645	–	1. 6217

Из таблицы видно, что слои GaN в СР находятся в состоянии растяжения, а слои твердого раствора – в состоянии сжатия, причем это имеет место для всех исследованных структур. В абсолютном значении деформации растяжения слоев GaN меньшие, чем деформации сжатия слоев InGaN. Это отличие вызвано, в основном, толщиной слоев. Для всех исследованных СР имеет место релаксация на нижний гетерогранице, т.е. снятие напряжений, которые возникают между СР в целом и буферным слоем. Это не удивительно, учитывая общую толщину буферного слоя (около 3 мкм) и относительное несоответствие между СР в целом и буферным слоем GaN порядка 0,476% (исходя из среднего состава СР $\langle x\rangle$=0,18) так что напряжения, которые возникают заведомо больше критических.

Методами рентгеновской дифрактометрии определено деформационное состояние СР и отдельных ее слоев, степень релаксации слоев структуры, а также период, толщины слоев и состав твердого раствора In$_x$Ga$_{1-x}$N в активной области. Установлено, что СР выращена на релаксированном буферном слое. Слои сверхрешетки выращены практически когерентно с незначительной релаксацией слоя InGaN (порядка 1.5%). Установлена роль дислокаций в процессах релаксации.

[1] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev, R.V. Konakova, B.S. Yavich. Semiconductor Physics, Quantum Electronics &Optoelectronics, **13** (1), 1 (2010).
[2] V.P. Kladko, A.V. Kuchuk, N.V. Safryuk, V.F. Machulin, A.E. Belyaev, H. Hardtdegen, S.A. Vitusevich. Appl. Phys. Lett. **95** (3), 031907 (2009).
[3] V.P. Kladko, A.F. Kolomys, M.V. Slobodian, V.V. Strelchuk, V.G. Raycheva, A.E. Belyaev, S.S. Bukalov, H. Hardtdegen, V.A. Sydoruk, N. Klein, S.A. Vitusevich. J. Appl. Phys. **105** (9), 063515 (2009).

X-RAY DIFFRACTION STUDY OF DEFORMATION STATE OF MULTILAYERED STRUCTURES InGaN/GaN

B.S. Yavich[1]****, V.P Kladko***[2]***, A.V. Kuchuk***[2]***, N.V. Safryuk***[2]***, R.V. Konakova***[2]***,***
V.F. Machulin[2]***, A.E. Belyaev***[2]
[1]OAS «Svetlana-Optoelectronics», a/box 78, 194156, St.-Petersburg
[2]V. Lashkaryov Institute of semiconductors physics NASU, pr. Nauki 45, 03028, Kiev
phone. +38(044)5255758, e-mail: kladko@isp.kiev.ua;

X-ray studying was performed for the investigation of In$_x$Ga$_{1-x}$N/GaN multilayered structures growth by (MOCVD). Deformation condition of SL and its separate layers, degree of a relaxation of the buffer, and also period of the SL, thickness of the layers and structure of firm solution In$_x$Ga$_{1-x}$ in active area have been defined. It was find that SL have been grown on the relaxed buffer layer. Sl layers were grown practically coherent with slight relaxation of InGaN layer (of order 1.5%. The role of dislocations for relaxation processes was establishe.

Using the Parrat-Speriozu method to analyze experimental diffraction spectra from multilayered structures have being obtained not only the thickness, the period of structures and their average composition, but also the deformation and the relaxation degree of active region and of buffer layers in investigated wafers.

LARGE SCALE MOCVD REACTORS FOR SOLID STATE LIGHTING

F. Schulte*[*], *L. Pauli, B. Schineller, and M. Heuken
AIXTRON AG, Kaiserstrasse 98, 52134 Herzogenrath, Germany
*e-mail: *f.schulte@aixtron.com*

The penetration into new optoelectronic markets such as Solid-State-Lighting (SSL) requires the consistent reduction of cost per device. The reduction of Cost of Ownership (CoO) of the MOCVD production tool is one contributor to this cost optimization strategy.

This paper will review the necessary actions to reduce the Cost of Ownership.

The on wafer uniformity, wafer to wafer (w2w), run to run (r2r) uniformity and reproducibility, respectively, is one major criteria to increase the yield of a MOCVD mass production. Results on 6-inch and even 8-inch will be discussed and an outlook is given for future wafer sizes and materials. Proper design of the reactor including excellent modeling techniques predicting the outstanding characteristics is a mandatory condition to a low CoO and quick time to the market of new reactor generations. The usage of in-situ measurement technology for a fast optimization process of new devices will be presented and discussed with regard to the reproducibility of the production system.

Overall excellent layer performance will be presented mandatory to fulfill the request of the lighting market.

Factors lowering the process times will be discussed and presented accordingly.

ПРОМЫШЛЕННЫЕ ГФЭ МОС РЕАКТОРЫ ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ

F. Schulte*[*], *L. Pauli, B. Schineller, and M. Heuken
AIXTRON AG, Kaiserstrasse 98, 52134 Herzogenrath, Germany
*e-mail: *f.schulte@aixtron.com*

В докладе будут рассмотрены вопросы снижения стоимости производства светодиодных структур при промышленном росте методом газофазной эпитаксии. Будут рассмотрены такие вопросы как однородность расределния параметров по пластине и воспроизводимость между эпитаксиальными пластинами в одном процессе и между процессами. Будут продемонстрированы результаты роста на пластинах диаметром 6 и 8 дюймов.

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

ADVANCEMENTS IN MOCVD TECHNOLOGY REQUIRED TO REDUCE LED MANUFACTURING COST

A. Gurary*, ***M. Lamarra***
Veeco Compound Semiconductor. 394 Elizabeth Avenue, Somerset, NJ 08873
* e-mail:agurary@veeco.com

The recent explosion of the LED-backlit flat panel display television market presents both tremendous opportunities and challenges to the Compound Semiconductor community, including Metal-organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) tool manufacturers. On the one hand, substantial multiple system orders enable more resources to be applied to equipment development to significantly increase its performance. On other hand, this new market presents MOCVD equipment manufacturers with a new set of requirements, somewhat identical to the silicon semiconductor and flat panel display markets.

As major LED manufacturers have already demonstrated the ability to mass produce sufficiently efficient white LEDs, the primary challenge for the modern LED industry is to significantly reduce LED cost. The most recent U.S. Department of Energy Solid State Lighting R&D Manufacturing Roadmap calls for an 85% reduction in final packaged LED cost within the next 6 years. According to our estimate the operational cost of epi must decline by at least 80% to help LED manufacturers meet the targeted LED cost efficiency goals for solid state lighting. The single largest cost driver in LED manufacturing is yield. For MOCVD equipment manufacturers such as Veeco, the most significant impact to yield is through reactor gas flow uniformity, thermal uniformity of the substrates, and repeatability: wafer-to-wafer, run-to-run, and tool-to-tool.

The LED industry is currently demanding epi yield of 90% of the entire wafer production population in a 5 nm bin. Near term requirements will tighten to 4 and then 2 nm bin sizes at the same yield of 90%. What is even more challenging is that 90% yield at 2 nm bin will be required for any wafer size: 100 mm, 150 mm or 200 mm. Achieving these results requires detailed understanding of the flow and temperature fields on the wafer carrier which can be provided only through the progress in detailed modeling and in-situ implementation.

Veeco's newest technology offerings are demonstrating a path to achieve these targets for the industry by optimizing gas flow uniformity within the reactor across the wafer carrier, by optimizing wafer pocket geometry to account for wafer bowing and thermal proximity effects and by the integration of in-situ metrology and active process control to tune growth steps. As an example, the figure at the end of abstract shows PL wavelength distribution for a production run of twelve 4" wafers. Every wafer exceeds a die yield of 90% in a 5 nm bin. All wafers are sub-1.3 nm, 1 sigma uniformity – most below 0.8 nm. The run-to-run mean PL wavelength repeatability over a 75 run mini-marathon was within 1.6 nm. Additionally, LED manufacturers want to run only one recipe for each product for all production runs between consecutive preventive maintenance events and utilize tool operators with minimum education and experience level. This eliminates the traditional approach of process tuning in between runs.

Second to yield and process repeatability in LED cost drivers is equipment throughput. Several factors dictate throughput, including batch capacity, process cycle time, idle time between runs and tool uptime.

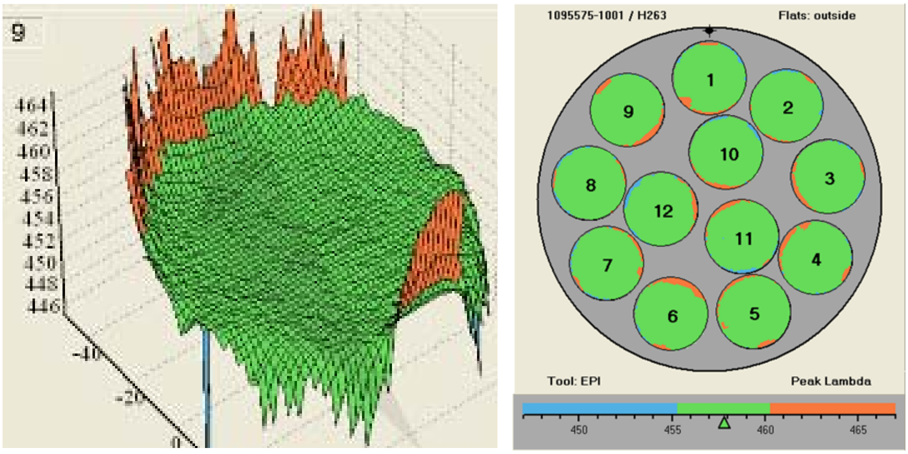
Batch capacity is controlled by the MOCVD equipment manufacturer and is based upon the physical dimensions of the reactor and the ability to adequately provide and control thermal and flow uniformity. Reactor batch sizes have been increasing steadily over the past 20 years. In the case of Veeco's MOCVD equipment, the surface of the wafer carrier has increased almost 40 times. It is evident that at some point we will come to a point of diminishing returns in increasing reactor sizes, but the ultimate reactor size which provides the optimal Cost of Ownership is still an open issue.

When it comes to reducing process cycle time, the wide array of customer-unique LED structures, and the intellectual property that surrounds them, narrows the area of influence for the MOCVD equipment manufacturer to the only common denominator in all structures, GaN growth rate. The longest process step in a GaN LED structure is typically the bulk n-GaN layer. Due to the inherently slow growth rate, this one essential layer typically takes approximately 2 – 2.5 hours to grow. More recent work in Veeco's lab, verified by a production customer, is the ability to grow bulk GaN at 3 – 4 times the normal rate of 2 microns per hour. At 8.5 microns/hour growth rate, we grew a 4.5 micron thick bulk GaN layer and demonstrated approximately 2% GaN thickness uniformity on both the inner and outer rings with superior crystal quality in the 002 and 102 planes for 4" wafers. Even if this growth rate is reduced by 25% of its' full capabilities, on a typical 9-hour LED run, the runs per day increases from 2.6 to 3.3; a 22% increase in throughput. This amounts to an extra 2,600 4" wafers per year per tool. Cost of Ownership calculations show that achieving GaN growth rate of 10 microns per hour would eliminate the need for Hydride Vapor Phase Epitaxy (HVPE) technology for LED manufacturing.

For high volume manufacturing, MOCVD equipment cannot be idle for large amounts of time. Therefore, the conventional practices of manual loading and unloading of wafers between runs while having to open the reactor, is no longer acceptable. MOCVD equipment must utilize either robotic wafer loading or wafer carrier loading to reduce idle time between runs. Several LED manufacturers are considering true cassette-to-cassette wafer loading where a robot unloads new sapphire substrates from incoming cassettes and at the end of the process unloads the finished epi wafer back into the cassette before transport to the Characterization Area. As most people who've grown GaN epi know, the process has a reputation of being rather dirty. In the case of some MOCVD equipment, operators must clean their reactor after each and every run. While this may have been acceptable in the past when volume demand was low, high volume manufacturing fabs will not be able to continue operating with this much tool downtime and resources required for equipment cleaning. Techniques such as Veeco's wafer carrier exchange along with off-line carrier cleaning or eventually in-situ reactor cleaning are needed to optimize tool availability.

In addition to the changes in the reactor technology, Veeco MOCVD equipment is transitioning from stand-alone process tools to fully-integrated nodes within the manufacturing area. Newer fabs are starting to require data transfer on all digital and analog devices in the equipment. We offer the integration of SEMI's SECS/GEM communication protocol for data transfer between the process tool and a central factory server.

In conclusion, Veeco's line of GaN MOCVD process equipment is well-positioned to address the challenges facing the HB LED industry as it transforms into a high volume production model.



		Wafers												
		A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	Averages
(5 nm bin)	Yield (%)	92.2	94.2	92.5	92.1	94.6	91.2	93.3	95.0	92.0	92.9	93.1	93.1	93.0
	1σ, nm	0.64	0.74	0.62	0.72	1.26	0.59	0.59	0.76	0.81	0.65	1.07	0.72	0.8

Figure 1. PL map for 12 wafer 4" run on VEECO K465GaN system. Eevery wafer exceeds a die yield of 90% in a 5 nm bin. All wafers are sub 1.3 nm, 1 sigma uniformity – most below 0.8 nm.

УЛУЧШЕНИЯ В ТЕХНОЛОГИИ ГФЭ МОС НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ СТОИМОСТИ ПРОИЗВОДСТВА СВЕТОДИОДОВ

А. Гурари*, М. Ламарра
Veeco Compound Semiconductor. 394 Elizabeth Avenue, Somerset, NJ 08873
* e-mail:agurary@veeco.com

В статье рассматриваются последние изменения в установках газофазной эпитаксии фирмы Veeco, направленные на увеличение выхода годных при производстве светодиодов и на уменьшение общей стоимости производства.

MEASUREMENT OF REAL WAFER TEMPERATURE DURING GaN GROWTH ON SAPPHIRE AND SiC

M.Borasio*[2]**, K. Haberland[2], T. Schenk[2], F. Brunner[1], M. Weyers[1], J.-T. Zettler[2]
[1]Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik, Gustav-Kirchhoff-Str. 4, 12489 Berlin, Germany
[2] LayTec GmbH, Helmholtzstr. 13-14, D-10587 Berlin, Germany, Email: *info@laytec.de

The growth temperature is the most critical parameter to control during MOVPE growth. Especially for LED production of GaN LEDs the emission wavelength and uniformity and, therefore, the yield strongly depend on the temperature variation across the wafer. As infrared (IR) pyrometers can only measure the temperature of IR absorbing and emitting materials, for GaN epitaxy on sapphire and SiC only the pocket temperature of the susceptor under the wafer is accessible. Due to the strained growth and the evolving wafer curvature, the true wafer temperature significantly deviates from the pocket temperature. Up to now, only in-situ measurements of the wafer curvature during growth could be used to indirectly estimate the wafer temperature and its profile.

A newly developed UV pyrometer takes advantage of the absorption of the GaN layer at 400 nm. Using the tool detecting thermal radiation of GaN at the wavelength of 400 nm, we were able to directly measure the surface temperature of GaN layers on a sapphire or SiC wafer during growth in production-line MOCVD systems.

The growth of a full GaN MQW LED structure was studied on 3” and 4” wafers. True wafer surface temperature, pocket temperature, three wavelength reflectance and wafer curvature have been measured simultaneously and are discussed in comparison to ex-situ PL mapping of the wafers. All parameters have been measured at various positions across the wafers’ diameter, allowing for spatially resolved results on thickness uniformity, temperature and wafer curvature distribution. The different behavior of a 2” wafer in the same run will be discussed as comparison.

Our data shows that many effects on the true wafer surface temperature are invisible to the conventional infrared pyrometer.

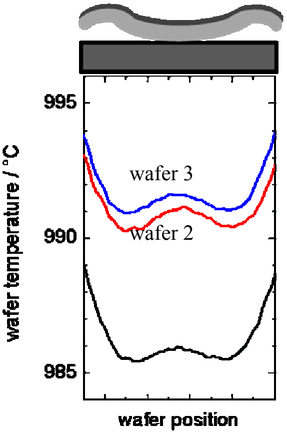


Fig. 1: GaN buffer growth

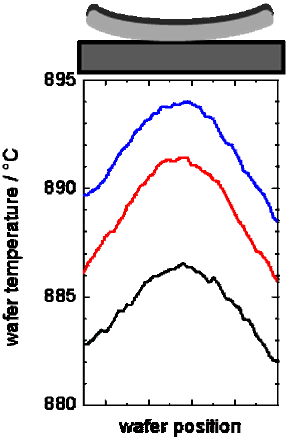


Fig. 2: After switching from H_2 to N_2

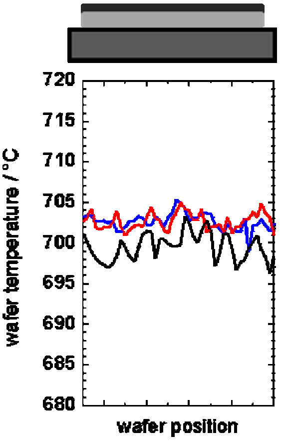


Fig. 3: At MQW temperature

Fig. 1, 2 and 3 compares wafer temperature linescans of three wafers (3” diameter) measured in the same run under different process conditions. The curves show the temperature distribution across the wafers; the wafer bowing is shown in the drawings above.

ИЗМЕРЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДЛОЖКИ ПРИ РОСТЕ GaN НА САПФИРЕ И SiC

M.Borasio[2]*, K. Haberland[2], T. Schenk[2], F. Brunner[1], M. Weyers[1], J.-T. Zettler[2]
[1]Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik, Gustav-Kirchhoff-Str. 4, 12489 Berlin, Germany
[2] LayTec GmbH, Helmholtzstr. 13-14, D-10587 Berlin, Germany, Email: *info@laytec.de

При эпитаксиальном росте методом газофазной эпитаксии температура подложки является одним их критически важных параметров, влияющих на длину волны излучения и однородность распределения праметров по пластине. Стандартные инфракрасные пирометры (при росте на ИК-прозрачных материалах, таких как сапфир и SiC) могут измерять только температуру подложкодержателя, при этом температура на поверхности подложки из-за изгибов может существенно отличаться. В работе предложен метод прямого измерения температуры GaN с использованием пирометра работающего на длине волны 400 нм (в области фундаментального поглощения GaN) при температуре роста.

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

ОПТИМИЗАЦИЯ СВЕТОВЫХ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ GaN

***А.А. Найдин*, А.Ф. Иванов, Е.В. Ершов, С.А. Крюков, О.А. Рогачков, О.И. Рогачков**
Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно - исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина» (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И.Забабахина»)
ул.Васильева, 13, а/я 245, 456770. г. Снежинск, Челябинская область,
тел.:(35146) 5-11-21, 5-10-70, e-mail: c5@five.ch70.chel.su

С 2003 года в РФЯЦ-ВНИИТФ ведутся работы по получению светодиодных структур сине – зеленого диапазона излучения методом МОС – гидридной эпитаксии. В декабре 2007 года завершен первый этап освоения технологии. Получена СИД структура с длиной волны λ=465 нм и эффективностью излучения около 30 лм/Вт. Данные характеристики соответствуют требованиям, предъявляемым к светодиодам массовой группы производства.

С 2008 года начались работы по получению СИД структур высокой яркости. Предстояло решить следующие задачи:

- повысить эффективность излучения светодиодных структур λ=465±5нм (синий диапазон) до 80 лм/Вт;
- разработать промышленную технологию выращивания светодиодных структур с длиной волны излучения λ=525±5 нм (зеленый диапазон), эффективностью излучения не менее 60 лм/Вт;

Данная разработка позволит расширить номенклатуру светотехнических изделий на Российских рынках бытовой и специальной техники.

Для выполнения этих задач было принято решение о проведении модернизации имеющейся установки AIX2400G3 HT. Модернизация установки проводилась по следующим направлениям:

- Переход от конфигурации реактора 5x3 дюйма на новую систему 11x2 дюйма;
- Обновление систем очистки газов;
- Модернизация линии силана SiH_4;
- Модернизация линий TMIn.

Перенос технологии выращивания ярких светодиодных структур с конфигурации 5x3 дюйма на новую систему 11x2 дюйма планировалось осуществить по отработанной схеме (послойно).

Переход на новую конфигурацию реактора позволил осуществить новые технологические решения, применение которых ранее не приносило ожидаемых результатов. В числе новшеств следует отметить:

- Увеличение толщины буферного GaN слоя n-типа с 3 до 4,5 мкм. Достигнута подвижность носителей заряда 532-546 см^2/В•сек. Ранее подвижность не превышала 480 см^2/В•сек. Следует отметить, что такое высокое значение подвижности носителей заряда получено не только из-за увеличения толщины буферного слоя, но и за счет увеличения скорости роста до 2 мкм/час на новой конфигурации реактора. Именно скорость роста 2 мкм/час является наиболее оптимальной скоростью для выращивания п/п кристаллов на основе соединений GaN, что также подтверждено нами экспериментально. Увеличение толщины буферного слоя и оптимизация скорости роста приводит к снижению плотности дефектов. Этот факт подтверждается уменьшением ширины максимума рентгеновской дифракции по кристаллографическим направлениям (002) и (114).
- Рост слоев InGaN активной области с λ = 460 нм при более высокой температуре (~ 820 ^{0}С). Это привело к увеличению интенсивности фото- и электролюминесценции более чем в два раза при сохранении заданной длины волны излучения 460 нм, так как рост эпитаксиальных слоев на основе соединений GaN/InGaN при высокой температуре позволяет получать более совершенные кристаллические слои.

Опыты, проведенные на новой конфигурации реактора, позволили впервые в практике РФЯЦ-ВНИИТФ получить светодиодные структуры зеленого диапазона излучения (с λ ~ 525 нм.). Эксперименты по улучшению электрофизических и оптических характеристик структур данного диапазона излучения планируется провести в ближайшее время. Работы в данном направлении являются перспективными, поскольку производителей светоизлучающих структур такого типа в РФ нет.

Структуры, выращенные в РФЯЦ-ВНИИТФ были переделаны в ОАО «НИИПП» г.Томск в чипы и светодиоды. Все чипы светодиодов изготовлены по одной технологии со светоотдачей ~ 45 лм/Вт при токе 300 мА. Однако, следует отметить, что измерения проводились на кристаллах без утолщения токопроводящих шин. Поэтому последовательное сопротивление у светодиодов составляет 4 Ом, вместо расчетных 2 Ом. Следовательно, после окончания технологического процесса следует ожидать увеличение светоотдачи.

В завершении следует сказать, что проведенная модернизация установки позволит осуществить новые технологические операции, недоступные ранее:

- выращивание Al содержащих барьерных слоев;
- рост слоев активной области разного состава ($In_{06}Ga_{94}N/In_{20}Ga_{80}N$).

От данных технологических операций следует ожидать дополнительного увеличения эффективности излучения на структурах РФЯЦ – ВНИИТФ еще на 30 – 40 %.

В итоге, впервые в практике РФЯЦ-ВНИИТФ выращены структуры зеленого диапазона излучения (525 нм). На полученных из структур с λ ~ 460 нм светодиодах достигнута светоотдача 45 лм/Вт, что уже находится на уровне промышленных мировых аналогов и имеет коммерческую ценность.

OPTIMIZATION OF LIGHT AND ELECTROPHYSICAL CHARACTERISTICS OF GaN-BASED LED STRUCTURES.

***A.A.Naidin**, A.F.Ivanov, E.V.Ershov, S.A.Krukov, O.A.Rogachkov, O.I.Rogachkov*
Federal State Unitary Enterprise Academician Zababakhin Russian Federal Nuclear Center - All-Russian Scientific Research Institute of Technical Physics (FSUE «RFNC-VNIITF»)
Vasilyev Street, Bld. 13, POB 245, 454770, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Russia
tel.:(35146) 5-11-21, 5-10-70, e-mail: c5@five.ch70.chel.su

Since 2008 RFNC-VNIITF started works on production of LED structures of high brightness of dark blue radiation band and works on the development of industrial technology for growing of LED structures of green radiation band. So the available installation of MOS hydride epitaxy AIX2400G3 HT was modified. Modification allowed implementation of the new technological solutions which earlier did not bring expected results. Among such solutions: thickening of buffer GaN layer of n-type from 3 to 4.5 µm; increase of the growth rate up to 2 µm/h; growth of InGaN layers of active area with λ = 460 nm at higher temperature (~ 8200C).

RFNC-VNIITF has practically grown LED structures of green radiation band (with λ ~ 525 nm.) for the first time.

Light efficiency of LEDs grown from RFNC-VNIITF structures reaches 45 lm/W, that already corresponds the level of industrial world analogues and has commercial value.

ПРОБЛЕМЫ ДЕГРАДАЦИИ, НАДЕЖНОСТИ И СТАБИЛЬНОСТИ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОДИОДОВ КАК ИСТОЧНИКОВ ОСВЕЩЕНИЯ

Ф.И. Маняхин
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС».
Ленинский проспект, дом 4, 117049, Москва
Тел. +7(495)6384668, e-mail: fman@misis.ru

На основании анализа современных исследований деградации и нестабильности параметров светодиодных (СД) структур, используемых в качестве источников света, сделаны выводы**:** технология производства СД с высокой эффективностью успешно развивается, однако остается ряд проблем, требующих решения; остаются неясности в трактовке механизмов токопротекания и формирования вольт-амперной зависимости светодиодов с квантовыми ямами на основе широкозонных полупроводниковых структур AlGaN/IGaN/GaN и AlInGaP; неоднозначно интерпретируются причины снижения эффективности СД при средних и высоких плотностях токов; далеко не полно исследовано влияния режимов работы СД на изменение их характеристик при длительной работе.

Целью настоящей работы было развитие модельных представлений о механизмах токопротекания, деградации параметров СД и их нестабильности в различных электрических режимах.

Объектами исследования были СД на основе гетероструктур AlGaN/InGaN/GaN и AlInGaP с квантовыми ямами синего, зеленого и красного свечения с типичными вольт-амперными характеристиками (ВАХ) для диодов на основе широкозонных полупроводников.

По характеру распределения зарядовых центров p-n переход исследованных СД можно считать резким, имеющим компенсированный слой между p- и n-слоями. Схематично их p^+-i-n^+ структуру можно представить в виде, изображенном на рис.1. Здесь условно принято, что $n_0 >> p_0$.

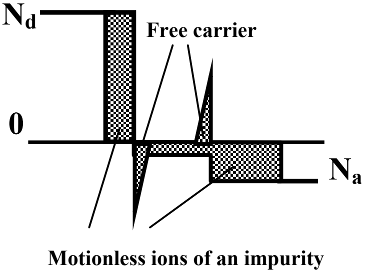


Fig.1

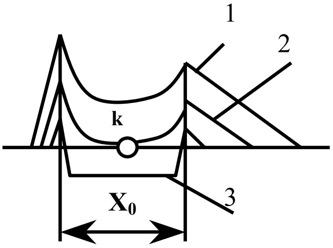


Fig.2. Explanatory in the text

Известно [1], что при сильном различии концентраций p- и n- контактирующих слоев важную роль в формировании распределения электрического поля (ЭП) и потенциала в слаболегированном слое играют свободные носители заряда (н.з).

При приложении прямого внешнего напряжения его ЭП компенсирует поле области пространственного заряда, дрейфовая составляющая $J_{др}$ возвращающихся в легированные области н.з. уменьшается, а диффузионная составляющая $J_{диф}$ увеличивается и через диодную структуру течет ток. При $J_{диф} > J_{др}$ распределение напряженности ЭП $E(x)$ соответствует выражению

$$E(x) = \frac{-J - q\left[\left(D_n \frac{d\Delta n(x)}{dx} - D_p \frac{d\Delta p(x)}{dx}\right)\right]}{q\mu_n\left(\Delta n(x) + \frac{1}{b}\Delta p(x) + p_0\right)}, \quad \text{где } b = \mu_n/\mu_p. \qquad (1)$$

На рис.2 показано гипотетическое распределение напряженности ЭП для различных режимов прямого смещения. Из (1) следует, что распределение $E(x)$ без смещения имеет минимум, рис.2-1. При увеличении прямого тока J вследствие роста инжекционной составляющей через барьеры этот минимум углубляется и при некотором значении прямого тока в сечении ***k*** $E(x) = 0$, рис.2-2. При этом в сечении ***k*** ток имеет чисто диффузионную природу

$$J = -q\left(D_n \frac{d\Delta n}{dx} - D_p \frac{d\Delta p}{dx}\right) \qquad (2)$$

Дальнейшее повышение плотности тока приводит к тому, что в компенсированном слое возникает область ***x***, в которой *E(x)* меняет знак и равномерно распределяется по ней, рис.2-3. Диффузионным током в этой области можно пренебречь (большая длина затягивания и незначительная доля рекомбинационного тока). Начало отклонения ВАХ от экспоненциальной зависимости соответствует этому режиму. Выражение для дрейфового тока в слое ***x*** имеет вид:

$$J = \sigma E = q\left[\left(n_0 + \frac{p_0}{b}\right) + \left[\Delta n(J) + \frac{\Delta p(J)}{b}\right]\right]\cdot V_{\text{др}}(E), \qquad (3)$$

где σ - удельная проводимость компенсированного слоя; $V_{\text{др}}(E)$ –дрейфовая скорость электронов, зависящая от напряженности электрического поля; $\Delta n(J)$, $\Delta p(J)$ инжекционная составляющая избыточных носителей заряда на участке ***x***.

Для исследованных СД были получены модельные ВАХ

$$U = U_b + U_i = mkT\cdot\ln\left(\frac{J}{J_0}\right) + \frac{x\cdot J}{q\cdot\left[\left(n_0 + \frac{p_0}{b}\right) + A\cdot J^y\right]\cdot\mu_n(E)}, \qquad (4)$$

где $\mu(E)$ –подвижность носителей заряда, зависящая от напряженности ЭП; U_i – падение напряжения на компенсированном слое; U_b – падение напряжения на барьерах; *y* – параметр, учитывающий размножение н.з. на участке ***x*** вследствие ударной ионизации.

Второе слагаемое «работает» при $J>J_k$ – токе, выше которого наступает отклонение от экспоненциальной зависимости ВАХ.

При моделировании ВАХ параметры компенсированного слоя подбирали таким образом, чтобы максимально приблизить характер экспериментальной зависимости дрейфовой скорости к справочной [2] в соответствии с формулой

$$V_{\text{др}} = \frac{J}{q\left(\frac{p_0}{b} + A\cdot J^y\right)} \quad . \qquad . \qquad (5)$$

В таблице представлены параметры модели ВАХ (4) для некоторых исследованных светодиодов на основе нитридных соединений (СД 1,2) и AlInGaP (СД 3, 4).

СД	U_b, В		U_i, В			
	I_0, А	*m*	x_0, см	$(n_0 + p_0)$, см$^{-3}$	*A*, см$^{-3}$	*y*
1	$8.32\cdot10^{-27}$	1.88	$7.1\cdot10^{-6}$	$1.85\cdot10^{12}$	$8.0\cdot10^{14}$	1.217
2	$1.46\cdot10^{-21}$	2.28	$7.0\cdot10^{-6}$	$1.1\cdot10^{12}$	$9.0\cdot10^{14}$	1.22
3	$1.09\cdot10^{-21}$	1.56	$1.4\cdot10^{-5}$	$5.0\cdot10^{13}$	$2.5\cdot10^{15}$	1.08
4	$5.75\cdot10^{-21}$	1.90	$2.2\cdot10^{-5}$	$4.7\cdot10^{13}$	$1.4\cdot10^{15}$	1.08

По результатам измерений (точки на графике) было установлено, что уже после 250 часов эксплуатации у светодиодов, работающих при плотности тока 100 А/см^2 наблюдаются существенный спад значений светового потока, рис.3, и снижение концентрации зарядовых центров (КЗЦ) в легированном слое вблизи границы компенсированной области.

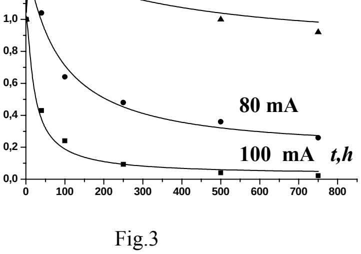
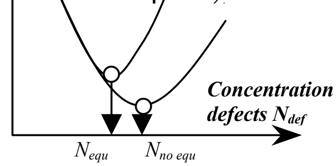


Fig.3



1 – equilibrium full energy

2 – no equilibrium full energy

Fig.4

При этом у СД, работавших при плотности тока 40 А/см^2 отмечается рост потока излучения до 30% от первоначального, а в распределении КЗЦ наблюдали рост концентрации зарядовых центров у границы компенсированного слоя вследствие отжига технологических дефектов.

Для объяснения этих результатов была привлечена модель подпорогового механизма образования точечных дефектов [3], согласно которому в полупроводнике могут создаваться неравновесные точечные дефекты типа вакансия-междоузельный атом при взаимодействии атомов решетки с горячими электронами (ГЭ). Механизм образования таких дефектов схож с образованием термодинамически равновесных дефектов. Однако вероятность их образования $w=-E_d/[2(kT+\Delta E)]$ [3] определяется не энергией образования вакансий или междоузельных атомов, а энергией разрыва связей узлового атома с соседями E_d и энергией горячих электронов ΔE. При этом узловые атомы и ГЭ представляют собой две взаимодействующие энергетические системы, обладающие каждая своей неравновесной энтропией, рис.4.

Выше было показано, что в компенсированном слое СД в режиме отклонения прямой ветви ВАХ от экспоненциальной зависимости создаются условия образования ГЭ в сильных электрических полях компенсированного слоя больше 100 кВ/см.. В СД синего и зеленого свечения этот режим достигается уже при плотностях тока выше 20 А/см^2, а в СД красного и оранжевого свечения выход к насыщению $V_{др}$ начинается только при плотностях тока около 100 А/см^2. Это объясняется меньшей степенью компенсации примеси в их переходном слое от n- к p- области.

Будем считать, что в области насыщения $V_{др}$ при высоких значениях напряженности электрического поля (ЭП) дрейфовая скорость постоянна и равна $V_{др\ нас}$. При насыщении $V_{др}$ в материалах A_3B_5 рассеяние происходит в основном на оптических фононах $\hbar\omega_0$. При этом необходимо учитывать, что в общем дрейфовом потоке участвуют горячие носители заряда (ГНЗ), имеющие энергию в ЭП $\Delta E > \hbar\omega_0$ и они теряют эту энергию при многофононном рассеянии. Полный поток носителей заряда складывается из парциальных потоков с энергией $n\hbar\omega_0$, где n = 1,2,3…

Поток частиц $U_{дрn}$ с энергией $n\hbar\omega_0$ и концентрацией N_n будет

$$U_{дрn} = \left(\frac{n\hbar\omega_0}{m^*}\right)^{0.5} N_n \ . \qquad (6)$$

где m^* - эффективная масса подвижных носителей заряда.

Если принять, что в стационарном неравновесном режиме вероятности образования и поглощения ГНЗ одного неравновесного фонона с энергией $\hbar\omega_0$ одинаковы p = 0.5, то величину средней дрейфовой скорости при многофононной передаче энергии ГНЗ можно выразить формулой

$$V_{дрнас} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{\infty}\left[\left(\frac{n\hbar\omega_0}{m^*}\right)^{0.5} \cdot N_n\right] = \sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{n\hbar\omega_0}{m^*}\right)^{0.5} \cdot p^n \ , \qquad (7)$$

где N – общая концентрация частиц потока; p^n – вероятность многофононной передачи энергии горячими электронами.

Средняя энергия потока частиц при многофононном рассеянии определяется по формуле

$$\Delta E = \left[\sum_{n=1}^{\infty}\left(n\hbar\omega_0\right)^{0.5} \cdot p^n\right]^2 \ . \qquad (8)$$

К примеру, для GaN $\hbar\omega_0$ = 0.091 эВ, и в этом случае ΔE = 0.165 эВ. Т.е. в режиме насыщения дрейфовой скорости наиболее вероятным является двухфононное рассеяние. При этом для согласия со справочной величиной $V_{дрнас}$ [2] эффективная масса электрона должна быть $m^* = 0.35m_0$. По справочным данным $m^* = 0.2m_0$ [4] и увеличение средней экспериментальной массы может быть объяснено эффектом перехода части ГЭ в боковую долину с б**о**льшей эффективной массой [2].

В режиме насыщения дрейфовой скорости длина свободного пробега н.з. может быть выражена через падение напряжения на дрейфовом участке:

$$l_{ср} = \frac{m^* V_{дрср}^2}{qE} = \frac{m^* V_{дрср}^2 x}{qU_i} \quad , \qquad (9)$$

Используя выражение для концентрации избыточных пар вакансия-междоузельнй атом, образованных ГЭ в режиме сильных ЭП из [3] и учитывая, что $V_{дрср}^2 = \frac{\Delta E}{m^*}$, а $\sigma = l_{cp}^2$, получим выражение зависимости концентрации точечных дефектов $\Delta N_{деф}$ от электрических режимов

$$\Delta N_{деф} = \frac{3}{2} \cdot \frac{J \cdot [U - m \cdot kT \cdot \ln(\frac{J}{J_0})]}{x_0 \cdot \Delta E} \cdot \tau_A . e^{-\frac{E_d}{2(kT + \Delta E)}} \cdot \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_A}} \right]. \qquad (10)$$

Учитывая нагрев именно p-n перехода до 370К (априорно) в режиме пропускания прямого тока было получено оценочное значение E_d = 14.5 эВ. Это усредненная энергия образования пары вакансия-междоузельный атом для N и Ga.

При плотности тока 100 А/см^2 у светодиодов красного и оранжевого свечения изменение квантового выхода было 15-20%. С учетом зависимости дрейфовой скорости от тока можно предположить, что это связано с меньшей величиной дрейфового поля, чем в СД синего свечения.

Расчетные зависимости относительной величины квантового выхода от времени, рис.3 (сплошные линии) были построены в предположении, что в компенсированной области изначально существуют неравновесные дефекты с мелкими энергетическими уровнями, энергия отжига которых значительно меньше энергии образования пар вакансия-междоузельный атом.

Основные выводы по работе:

Развита модель механизма образования точечных дефектов в p-n переходе светодиодных структур на основе AlGaN/InGaN/GaN и AlInGaP с квантовыми ямами. Показано, что причиной изменения параметров и снижения квантовой эффективности светодиодов является накопление точечных дефектов в активной области p-n перехода в результате взаимодействия кристаллической решетки с горячими электронами. Горячие электроны образуются в компенсированном слое p-n перехода, когда в нем возникает сильное дрейфовое электрическое поле при прямом смещении. В этом режиме наблюдается отклонение вольт-амперной характеристики от экспоненты и снижение внешнего квантового выхода. Причиной являются электрические потери на участке дрейфового поля в компенсированном слое. Получено выражение, отражающее зависимость во времени концентрации избыточных точечных дефектов, образующихся при эксплуатации светодиода, от электрических и тепловых режимов его работы.

[1] Г.Е. Пикус. / Основы теории полупроводниковых приборов. Изд. «Наука». Гл. ред. физ.-мат. лит. М., 1965.
[2] Bhapkar, U.V, Shur M.S. // J. Appl. Phys. V. 82 . № 4. 1997. P. 1649-1655
[3] Маняхин Ф.И. // Известия ВУЗов. Сер. Материалы электронной техники. 1998. №1. С.37-42.
[4] Bloom, S., Harbeke G., Meier E., Ortenburger I.B. // Phys. Stat. Solidi. V66. 1974. P. 161-168.

PROBLEMS OF DEGRADATION, REABILITY AND STABILITY OF PARAMETERS OF LED`S AS LIGHT SOURCES

F.I. Manyakhin
National Research Technology University “MISIS”. Leninsky prosp., 4, 117049, Moskow
Phone. +7(495)6384668, e-mail: fman@misis.ru

The model of the mechanism of formation of dot defects in p-n transition of LED`s structures on the basis of AlGaN/InGaN/GaN and AlInGaP with quantum holes is developed. It is shown, that the reason of change of parameters and decrease in quantum efficiency of light-emitting diodes is accumulation of dot defects in active area p-n transition as a result of interaction of a crystal lattice with hot electrons. Hot electrons are formed in the compensated layer p-n transition when in it there is a strong drift electric field at direct displacement. In this mode the deviation of Volt-Ampere a characteristic from exhibitors and decrease in an external quantum output is observed. The reason are electric losses on a site of a drift field in the compensated layer. The expression reflecting dependence in time of concentration of superfluous dot defects formed at operation of a LED, from electric and thermal modes of its work is received.

ПРОБЛЕМЫ ВОСПРИЯТИЯ СВЕТОДИОДНОГО ОСВЕЩЕНИЯ ЧЕЛОВЕЧЕСКИМ ЗРЕНИЕМ И СОЗДАНИЕ СТАНДАРТОВ И НОРМ ДЛЯ СВЕТОДИОДНОГО ОСВЕЩЕНИЯ

Е.В. Долин[1*]***, Л.М. Текшева***[2]***, Ю.Г. Ткачук***[3]
[1] Научно технологический центр уникального приборостроения РАН, ул. Бутлерова 15, Москва, 117342. тел.+7(985)290-60-99 E-mail: dolin@ledfm.ru
[2] НИИ гигиены и охраны здоровья детей и подростков М. Казенный пер., 5, строение 5., г. Москва, 105064
[3] Государственная корпорация «РОСНАНО» ул. Наметкина, 12А, г. Москва, 117420

Внедрение светодиодной светотехники в жилых и общественных зданиях, промышленных зданиях и сооружениях, на железнодорожном транспорте (подвижной состав, здания, территории), метрополитене, в дорожном строительстве и других сферах деятельности затруднено техническими ограничениями, содержащимися в действующих нормативных документах федеральных органов исполнительной власти.

В частности, для обеспечения внедрения светодиодного освещения и приведения требований нормативных документов к современным реалиям в целом нуждаются в изменении СанПиН 2.2.1/2.1.1.1278-03, СП 2.2.1.1312-03, СП 2.5.1337-03, СНиП 23-05-95 и ряд других в части дополнения типов источников света светодиодами, а также в части введения нормирования через объективные физические величины.

Отставание российской нормативной базы от мирового уровня ведет к широкомасштабным поставкам в Россию технологически отсталой, а зачастую и просто вредной и бракованной продукции. Существующая система норм и правил, а также стандартов светотехнической отрасли в целом не создает защитного барьера на пути недобросовестных импортеров.

Организация и проведение исследований психофизиологического воздействия светодиодных источников света на организм человека и гигиеническая оценка светодиодов предполагают сравнительную оценку систем общего освещения с использованием светодиодов и люминесцентных источников света. Параметры световых установок должны соответствовать действующим нормативным требованиям по уровням освещенности, пульсации, дискомфорту, при этом должна быть соблюдена в экспериментальных (светодиоды) и в контрольных (люминесцентные лампы) условиях идентичность спектрального состава излучения.

Концепция проведенных научных исследований заключается в изучении сравнительной динамики психофизиологического состояния добровольцев-волонтеров при значительной зрительной и умственной нагрузке в экспериментальных и контрольных условиях. Изучению подлежали адаптационные показатели организма, функциональные резервы сердечно-сосудистой системы, вегетативная реактивность по данным кардиоинтервалографии.

С учетом специфики работы в помещениях и на территориях различного функционального назначения проведено многократное обследование нервно-психического функционального состояния добровольцев-волонтеров с оценкой комплекса психофизиологических характеристик, отражающих эффективность зрительно-моторной деятельности, работоспособности, утомления нервной системы и зрительного анализатора.

На основе обследований изучены:

1) показатели функциональной лабильности зрительного анализатора — критическая частота слияния мельканий (КЧСМ), латентный компонент простой зрительно-моторной реакции;
2) комплексная оценка концентрации, переключения и распределения внимания по показателям корректурной работы, экстренного выбора и выбора по памяти;
3) показатели проявления силы процессов возбуждения и торможения, имеющих тенденцию к ослаблению при развитии утомления нервной системы (чувство времени и реакция на движущийся объект).

Указанные методы реализованы на основе разработанной в НИИ ГиОЗДиП «Аппаратно-компьютерной технологии психофизиологического обследования», реализованной с помощью прибора КПФК-99 «Психомат» и «Функционально-компьютерной технологии», реализованной на персональных компьюетерах с применением специального программного обеспечения.

В исследованиях принимали участие специально подготовленные и отобранные специалистами по клиническим показателям добровольцы-волонтеры: мужчины в возрасте от 20 до 30 лет неврологически здоровые с нормальным или скорректированным зрением.

Общий объем исследований — более 200 экспериментов (100 в каждом из изучаемых условий световой среды).

В связи с отсутствием достоверных отличий в динамике функционального состояния человека, работающего при светодиодном освещении и при освещении люминесцентными лампами, в

Санитарные Правила, регламентирующие условия световой среды, подготовлены дополнения, определяющие допустимость светодиодов как источников света в системах искусственного общего и комбинированного, а также совмещенного освещения.

PROBLEMS OF PERCEPTION LED LIGHTING HUMAN VISION AND DEVELOP OF STANDARDS AND NORMS FOR LED LIGHTING.

E.V. Dolin[1*], ***L.M. Teksheva[2]***, ***Y.G. Tkachuk[3]***
[1] Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAN, str. Butlerov 15, Moscow, 117342.
phone.+7(985)290-60-99 E-mail: dolin@ledfm.ru
[2] Research Institute of Hygiene and health of children and adolescents RAMN, lane M. Kazenny 5, building 5, Moscow, 105064
[3] Government corporation «Rosnano», str. Nametkina, 12A, Moscow, 117420.

The introduction of LED lighting in residential and public buildings, industrial buildings and structures, railway (rolling stock, buildings, territories), the subway, highway construction and other spheres of activity meets the technical limitations contained in existing regulations.

The concept of the research is to study the comparative dynamics of psycho-physiological state volunteers with significant visual and mental strain in the experimental (LED) and control (fluorescent lamps) conditions. The study were subject to adjustment indicators of the organism, the functional reserves of the cardiovascular system, autonomic reactivity according cardiointervalography.

In the absence of reliable differences in the dynamics of the functional state of man working with an LED light and fluorescent lamps in sanitary rules governing the conditions of light environment, prepared by complement determining the admissibility of LEDs as light sources in general and artificial systems combined, as well as the combined lighting.

ЛАБОРАТОРИЯ «Л.И.С.Т.» – ПЕРВЫЙ В РОССИИ НЕЗАВИСИМЫЙ АТТЕСТОВАННЫЙ ИСПЫТАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР В ОБЛАСТИ ИЗУЧЕНИЯ ДЕГРАДАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ И МЕТРОЛОГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

С.Г. Никифоров[1]****, А.Л. Архипов***[1]
[1]ООО «Л.И.С.Т. – Лаборатория Исследований Световых Технологий». 115201, Москва,
1-ый Котляковский пр., д.4.
тел. +7(495)9566870, e-mail: sergnik71@mail.ru; snikiforov@list-lab.ru.

Необходимость достоверной количественной оценки излучения гетероструктур на основе нитрида галлия определила создание независимой лаборатории «ЛИСТ», ориентированной на прецизионную метрологию их характеристик и изучение процессов деградации в излучающих кристаллах и светодиодах на их основе. Компетентность и независимость лаборатории признана корпорацией Роснано, аттестовавшей её в системе «Наносертифика», Федеральным Агентством по Техническому Регулированию, аттестовавшим её в системе ГОСТ Р, а также Балтийским отделением Морского регистра. Основное измерительное оборудование лаборатории разработано и произведено в РФ непосредственно для «Л.И.С.Т.» (установки «Флакс-7» и Флакс-20»), а также занесено в Государственный реестр средств измерений.

Описанные условия позволили разработать ряд собственных методов исследования излучательных свойств и процессов в гетероструктурах, способов оценки потенциальной степени деградации светодиодов и устройств на их основе. Наиболее важным из них является метод изучения перераспределения светового потока (оптической мощности) по пространственной диаграмме излучения силы света (силы излучения) в процессе первых 1000-2000 часов наработки. С его помощью можно не только сделать выводы об изменениях в работе самой структуры, причины которых могут быть объяснены на уровне физики её работы, но и предположить, что подобное перераспределение светового потока, пропорциональное перераспределению центров излучательной рекомбинации со временем наработки, существует и внутри излучающего кристалла, в его активной области. Предложенный метод выявил большие перспективы его использования при изучении потенциальной степени деградации параметров светодиодов на производстве, определению дефектов эпитаксии или монтажа чипов в корпуса.

На основе исследований полных комплексов характеристик, поэтапно измеряемых в течение длительного времени наработки светодиодов и кристаллов на основе InGaN (до 40 000 часов), разработаны методики определения потенциальной степени изменения квантовой эффективности работы структур, светового потока (оптической мощности), спектральных параметров излучения, электрических характеристик не прибегая к тестированию образцов в течение периода стабилизации параметров (1000-2000 часов). Результаты длительного наблюдения за изменением параметров гетероструктур в совокупности с изучением перераспределения светового потока (оптической мощности), взаимосвязь исследованных изменений, легли в основу создания производственной методики сортировки излучающих кристаллов и светодиодов по принципу различной степени потенциального изменения светового потока при последующей эксплуатации. Изначально, все характеристики, свойственные исправным кристаллам или светодиодам будут присутствовать в момент сортировки, и такие приборы будут признаны годными на производстве. Однако степень изменения их параметров при наработке может существенно отличаться. Выявление этого факта стало возможным только при исследовании большого числа светодиодов по предложенной методике, что позволило обнаружить очень важный недостаток в принятой мировой практикой системе сортировки готовых светодиодов, и тем самым объяснить причину появления потенциально дефектных приборов в общей массе признанных годными. В результате применения методики обосновано, что критерии сортировки должны быть рассчитаны при больших плотностях тока через кристалл, а также, что предложенная методика такой сортировки позволяет сделать достоверный прогноз качества произведённых светодиодов (выявить более 95% потенциально негодных приборов) и мобильно скорректировать необходимые технологические операции для устранения возможного брака на выходе. Показано также, что предложенные методы сортировки на производстве не несут ни дополнительных затрат времени, ни оборудования, ни энергии, ни трудозатрат персонала.

Помимо широких возможностей по прецизионным измерениям диаграмм пространственного распределения силы света (силы излучения), которые реализуются с помощью двухкоординатных гониометров с шагом угла поворота в 0,02 град и фотометрических (радиометрических) головок, следует отметить одновременные измерения относительного спектрального распределения спектральной плотности энергетической яркости (ОСПЭЯ) с разрешением в 0,5 нм в диапазоне

180-1100 нм (1800 точек). Расстояние фотометрирования источников излучения – до 20м, диапазон измерения силы света – 0,01 – $50x10^6$ кд. Измерения электрических характеристик излучающих кристаллов и светодиодов представлены импульсным измерителем ВАХ с различными временн*ы*ми и амплитудными параметрами импульсов. В совокупности с гониофотометром возможно получение токовых зависимостей квантовой эффективности структур и люмен - амперных характеристик светодиодов. Блок-схема одного из измерительных стендов показана на рис. 1.

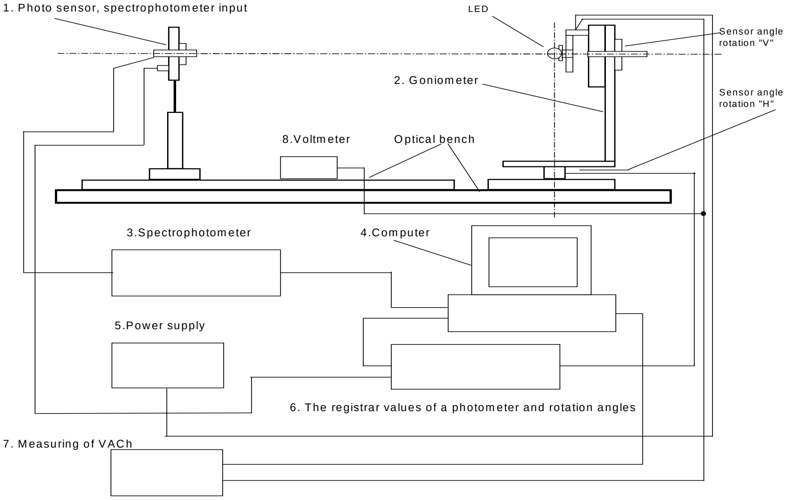


Рис 1. Блок-схема одного из фотометрических стендов лаборатории «ЛИСТ».

Особенностью построения представленной на рис. 1 схемы измерений является близкое взаимное расположение оптического входа спектрофотометра (площадка оптоволоконного удлинителя диаметром 4мм), и входного окна фотометра (радиометра). Таким образом, одновременно с фиксацией значения силы света (силы излучения) возможно измерение ОСПЭЯ и получение подробной характеристики распределения характеристик спектра по пространственной диаграмме излучения. Последняя функция крайне важна для оценки параметров люминофорных светодиодов на основе кристаллов InGaN.

Отдельно следует остановиться на радиометрических измерениях энергетических характеристик гетероструктур. Применение калиброванных радиометрических датчиков собственных конструкций на основе высокостабильных фотодиодов Hamamatsu сводит к минимуму погрешности измерения силы света и расчётов светового потока из-за отсутствия корригированных под V(λ) фильтров, применяемых в фотометрах. Данное обстоятельство наиболее актуально при измерении параметров излучения структур в фиолетовой части спектра, где погрешность фотометров может доходить до 25% в отличие от 2-3% погрешности радиометра. Это относится и к корректности измерений характеристик люминофорных светодиодов из-за большой доли совокупной энергии излучения, лежащей в этом же диапазоне.

LABORATORY «LIST» IS THE INDEPENDENT CERTIFIED TEST CENTER, FIRST IN RUSSIA IN THE FIELD OF STUDYING DEGRADATION PROCESESS AND METROLOGY OF SEMICONDUCTORS RADIATION

S.G.Nikiforov[1]*, A.L. Arkhipov[1]
[1]"LIST- Laboratory of Investigations of Light Technologies" Ltd. 115201, Moscow, 1-st Kotlyakovski p.,4.
phone. +7(495)9566870, e-mail: sergnik71@mail.ru; snikiforov@list-lab.ru;

The independent certified photometrical laboratory «LIST» specialises in precision measurements characteristics of radiation InGaN heterostructures, researches of luminous flux degradation during an operating time of dies or LEDs. On the basis of researches the method of LEDs sorting on manufacture on potential level of parameters degradation is developed. In responsible cases, where the big accuracy is necessary, radiometric and spectrometer measurements are widely applied.

МОЩНЫЙ ЦВЕТОДИНАМИЧЕСКИЙ RGB ИСТОЧНИК СВЕТА ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ

А.В.Аладов[*1]***, С.Б. Бирючинский***[2]***, С.В.Демин***[1]***, А.Л.Закгейм***[1]***, Г.Ю.Клишин***[3]***, М.Н.Мизеров***[1]***,***
К.В.Стелинговский[3]***, А.Е.Черняков***[1]***, А.Ф.Чумаченко***[1]
[1] УРАН Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН,
Россия, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул. 26, *e-mail: aaladov@mail.ioffe.ru
[2]Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и
оптики, Россия, Санкт-Петербург, 197101, Саблинская ул. 14.
[3]ООО «Центр авиакосмической медицины», Россия, Москва, 123367, Врачебный пр.5.

Светодиодные (СД) мультикристальные источники света, построенные на принципе RGB-смешения цветов, обладают по сравнению с лампами возможностью простого и практически безынерционного управления количественными и качественными характеристиками излучения: яркостью, координатами цветности и спектральным составом. В зарубежной литературе это качество получило название интеллектуальный свет (smart light) [1,2]. В настоящее время широко обсуждается перспективность подобных приборов, как новых, эргономических (оптимизированных с учетом рода деятельности, времени суток, индивидуальных предпочтений и т.д.) источников освещения, оказывающих благоприятное воздействие на здоровье человека.

В работе описывается прототип интеллектуального источника света, созданного для аппаратно-программного медико-биологического комплекса по определению и коррекции психофизиологического и функционального состояния человека-оператора, труд которого протекает в экстремальных условиях (диспетчеры, летчики, экипажи автономных объектов и др.). Функционально комплекс обеспечивает синхронно с варьированием светового воздействия регистрацию изменения состояния человека по широкому кругу параметров: электроэнцефалограмма, электрокардиограмма, частота дыхания, психологические тесты. Конечной целью проводимых исследований является разработка алгоритмов освещения, которые способствовали бы активизации (концентрации внимания, быстроте реакции) или, напротив, релаксации (отдыху и восстановлению) человека-оператора в определенные промежутки времени.

Кратко, основные характеристики разработанного управляемого RGB источника света сводятся к следующему.

- Выходной световой поток до 10000 лм, что достаточно не только для локального освещения, но и помещений в целом;
- Область синтезируемых цветов составляет более 75% локуса реальных цветов по диаграмме цветности XYZ МКО 1931;
- Диапазон цветовых температур для белого света составляет 2500-12000К при индексе цветопередачи 70-90;
- Широкая диаграмма направленности излучения при независимости цвета от угла.

В качестве элементной базы для создания управляемого источника света на принципе смешения цветов были проанализированы 3 версии полихромных мультикристальных излучателей: трехцветная RGB (красный/зеленый/синий), четырехцветная RGBA (красный/зеленый/синий/желтый), и RGBW (красный/зеленый/синий/ + нейтральный белый). На рис. 1 для 3-х указанных версий представлены спектральный состав излучения и значения общего R_a и специальных R_i индексов цветопередачи при синтезе белого света с T_c=3200K, а также положение на цветовой диаграмме МКО 1931 координат цветности исходных светодиодов. Более подробно, в табл. 1 представлены значения R_a и светоотдачи WPE для набора T_c в диапазоне 2800-10000К. Как можно видеть, четырехцветная система обладает преимуществом более высоких значений индексов цветопередачи по отношению к RGB и RGBW версиям. Что касается светоотдачи: ~30 lm/W для RGBA и ~40-50lm/W для RGBW версий, то, поскольку моделирование синтеза цветов проводилось на серийных приборах фирм Aculed, Ledengine, Phlatlight и при максимальной нагрузке, указанные величины не отражают достижимый сегодня предельный уровень WPE. В работе подробно исследуется поведение энергетических, спектральных и цветовых характеристик излучающих кристаллов различных цветов в зависимости от рабочего тока и температуры, а также влияние этих факторов на синтезируемые цвета. Измерения проводились с помощью комплекса «OL770-LED High-speed Test and Measurement System».

Конструктивно управляемый RGB источник света объединяет в одном корпусе собственно излучатель – матрицу из 36 мощных (10W) светодиодов, соединенных в последовательно/параллельные группы, и схему питания, включающую платы процессора, драйверов, блока питания и радиоканала обмена данными с управляющим компьютером. Соответствующий интерфейс позволяет задавать цветовые и яркостные параметры и изменять их во времени по заданному алгоритму, а также отображать в специальном окне дисплея. Главными факторами, затрудняющим стабилизацию координат цветности синтезируемого излучения при изменении его яркости, являются нелинейность зависимости свет-ток и смещение спектра с током, особо сильные для светодиодов зеленого диапазона. Для поддержания стабильности цветовых параметров в широком диапазоне интенсивностей использовался метод широтно-импульсной модуляции по току и вводились системы обратной связи на базе датчиков цветности.

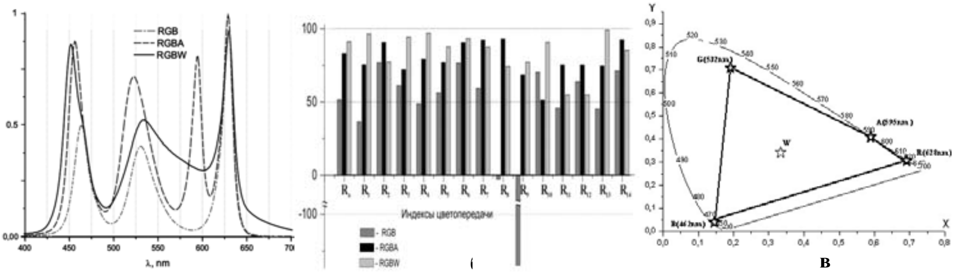


Рис. 1. Спектры (а) и значения индексов цветопередачи R_a, R_i для 3-х версий синтеза белого света с T_c = 5500K; в – координаты цветности смешиваемых R,G,B,A,W на диаграмме МКО 1931

Табл.1

Тип	Цветовая температура T_c							
	2870 K		3200 K		5500 K		10000 K	
	R_a	WPE, lm/W	R_a	WPE, lm/W	R_a	WPE, lm/W	R_a	WPE, lm/W
RGB	43.8	24.4	46.9	24.0	53.9	22.8	55.5	21,0
RGBA	78.8	34.8	79.1	34.2	82.9	32.8	82.3	27.7
RGBW	56.9	42.0	65.1	47.3	90.7	51.3	90.7	49.2

Важным элементом конструкции полупроводникового источника света является выходная оптическая система, в задачи которой входит эффективное смешение излучения различных цветов от дискретных источников с формированием однородной по яркости и цвету светящейся поверхности и широкой индикатрисы излучения с независящей от угла цветностью. Смесители на основе объемных дисперсных сред (матовое стекло) не эффективны, поскольку рассеивают половину излучения назад. Нами использовалась оптическая система на основе двух поверхностных микропризменных рассеивателей с коэффициентом передачи более 70%,

[1] E.F.Schubert, J.K.Kim. Science v.308. (5726), 1274 (2005)
[2] A.Zukauskas, G.Kurilcik, M.Shur, R.Gaska et.al.. Proc of SPIE, v.5187, 185 (2004)

HIGH-POWER RGB LED LIGHT SOURCE WITH COLOR SMART CONTROL FOR MEDICAL-BIOLOGICAL APPARATUS

A.V.Aladov [*1], ***S.B.Biryuchinskiy*** [2], ***SW.V.Demin*** [1], ***A.L.Zakgeim*** [1], ***G.Y.Klishin*** [3], ***M.N.Mizerov*** [1],
K.V.Stelingovskiy [3], ***A.E.Chernyakov*** [1], ***A.F.Chumachenko*** [1]
[1]Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS,
Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, Russia, *e-mail:aaladov@mail.ioffe.ru
[2]Saint-Petersburg State University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Sablinskaya 14,
197101, St.Petersburg, Russia
[3]Center of aerospace medicine, Vrachebny 5, 123367, Moskow, Russia.

We describe block-scheme, design and functional parameters of dynamically controlled high-power RGB light source invented for use in medical-biological apparatus for checking and correction of human-operator psyhophysiological state. Realized light fluxes – up to 100000 lm, color gamut - 75% of CIE 1931 locus, CRI for white light - >70. Dynamic color control is performed by Bluetooth from remote computer.

СОВРЕМЕННЫЕ ФОТОЛЮМИНОФОРЫ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ПРИБОРОВ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ

Н.П.Сощин
ФГУП НИИ “Платан”, Заводской проезд 2, 141190, г. Фрязино Моск.обл. Россия
e-mail: soschin@mail.ru

К началу эры твердотельного освещения был известен только один фотолюминофор(Фл) на основе иттрий-алюминиевого граната (ИАГ_Се), пригодный для работы с синими нитридными гетеропереходами. Уникальность его свойств стала , прежде всего,предметом неоправданных патентных ограничений, а не детального изучения свойств материала, созданного за 30 лет до появления современных белых светодиодов. [1][2]

Целью нашего доклада является анализ параметров Фл ,которые могут быть использованы в СИД с конвертерами, выяснение , уточнение и конкретизация оптимальных параметров Фл , а также создание единого подхода к выбору преобразующих сред для СИД. .

Доклад состоит из трех частей : анализа физических условий работы Фл в СИД и проектирования оптимальной модели Фл для белых СИД ;обсуждения ряда результатов проведенного анализа на примерах люминофоров гранатового семейства ;особенностей построения и оптико- спектральных характеристик некоторых новых люминофорных семейств , таких как алюмосиликаты, галоген-фосфаты и силикаты, нитриды и силиконитриды.

Особенности работы Фл в СИД.

Мощностное уравнение баланса для СИД может быть записано [3]

$W=(JU)=\zeta_{внутрх}\times[\zeta вн\times Q_L]$ (1)

где JU-ток и опорное напряжение, подаваемые на гетеропереход с внутренней эффективностью $\zeta_{внутрх}$ и внешней эффективностью $\zeta вн\times Q_L$,где Q_L- люмен- эквивалент производимого излучения. Введя в приведенное уравнение размерные факторы, отметим при этом ,что плотность тока через гетеропереход может составлять $j\geq 100A/cm^2$,а электрическая мощность подается на площадь от $0.6\times0.6мм^2$ до $1\times1мм^2$.При W=1Вт в соответствие с (1) имеем при $\zeta_{внутр}\rightarrow0.99$ $W_{изл}/W_{полн}=\zeta вн\times Q_L/Ju\rightarrow40\text{-}45\%$, т.е до 45% от подаваемой мощности переходит в излучение . Для площади $S=10^{-2}cm^2$ удельная мощность излучения составит 45Вт/см^2. Большинство современных конструкций СИД выполнено таким образом, что излученный поток параллельно переносится внутри люминесцентного конвертера, имеющего обычно толщину в 100-160 микрон. Это позволяет рассчитать обьемную плотность возбуждения ω_v= равную 3500-3700Вт/см^3 .

Проведем сопоставление полученных оценочных параметров плотности мощности в СИД с другими известными осветительными устройствами и приборами. В люминесцентной лампе W=80Вт при коэффициенте выхода разряда в 80% и поверхности лампы $S=500cm^2$ плотность мощности возбуждения составляет 0.1Вт/см^2. а с учетом толщины люминофорного на внутренней поверхности слоя δ=100микрон удельная объемная плотность составляет ω_v= 10Вт/см^3 .В дуговых лампах, где мощности возбуждения в 5-10 выше, поверхностная плотность мощности возбуждения может доходить до ω_s= 5В/см$^{3.}$ ·Следовательно, условия возбуждения в известных источниках света существенно различаются ,и подобное сопоставление приведено нами в таблице 1

Тип испочника света	Полная мощность Вт	Удельная плотность мощности Вт/см^2	Объемная плотность мощности Вт/см^2	Температура поверхности Фл
Стандартная люминесцентная лампа	80	0.1-0.2	20	50-60
Энерго-экономная люминесцентная лампа	10	0.35	60-80	50-75
Дуговая лампа высокого давления Hg	250	4-5	200-300	150-180
Светодиод 1×1мм^2	1.0	45-50	2500-3000	125-150

Если для стандартной люминесцентной лампы удельная плотность возбуждающей мощности составляет доли Вт/см^2, то для среднего современного СИД с полной эффективностью в 40-45% возбуждающая световая мощность возрастает в 100 раз . Это превышение не закончится сегодня и будет продолжаться по мере усовершенствования полупроводниковых гетеропереходов . Данные таблицы также показывают, что по удельной плотности возбуждения современные СИД из InGaAlN превышает все известные традиционные люминесцентные лампы. Подобного скачкообразного превышения мощности возбуждения ,вероятно ,не наблюдалось за всю 120 летного историю создания источников света.Существенным различием характеризуется также объемная плотность мощности возбуждения , которая для совершенных белых СИД в 60-80 раз больше в сравнении с люминесцентной лампой.

Из проведенного сравнения вытекают важные выводы ;создан новый принципиально отличный и компактный по мощности источник света и все деятельность ученых и инженеров ,начиная с 1927 года (О.В.Лосов) по нынешняя время проведена на достойном физическом уровне.[2.3]

Технические выводы сформулированы следующим образом :

-- при высокой объемной плотности возбуждения (существенно большей 2 кВт/см^3) необходимо использоваться специальные люминесцентные конвертеры ,обеспечивающие преобразование этого возбуждения с минимальными потерями. За 1 секунду люминофорный слой в СИД должен преобразовать 3000 Дж/см^3 энергии. К этому параметру энергии мы подходим с точки зрения концетрационно- кинегического критерия в люминофорах и сцинтилляторах〔6〕, который ранее был нами сформулирован для катодолюминофоров в виде [Phвозб]≤[акт.центров]/ζ= где [Ph] концентрация возбуждающих квантов ,см^3 ' [Акт. цетров]-концентрация активных центров в см^{3}люминофора. ζ= время активного высвечивания активаторного центра,. которое необходимо брать по значению длительности послесвечения этого центра на уровне 0, 10% ..

Проведенный расчет для $Y_3Al_5O_{12}$:Ce (3% атомных) при условии , что ζ0,001= $1000\cdot10^{-9}$ и плотности люминофора ρ=4,55г/см^3 приводит к значению величины ККК равной ККК=$8.24\cdot10^{25}$/сек*см^3.Сопоставив эти величину ККК с объемной плотностью возбуждающих квантов в СИД[Ph]=$1.75\cdot10^{22}$/cm$^3\cdot$сек , можно заключить, что Фл гранатной структуры с активацией [Ce]=3% атомных обеспечивает без насыщения очень мощное объемное фотонное возбуждение в светодиодах . Однако , если попытаться использовать в светодиодах традиционные Фл на основе (ZnCd)SCuAu с KKK= $1\cdot10^{20}$/cm$^3\cdot$сек или фотолюминофоры на основе Y_2O_2S:Eu(8%) с KKK= $1\cdot10^{20}$/cm$^3\cdot$сек, то совершенно очевидна невозможность высвечивания на каждый падающий квант вновь излучааемого вследствие кинетического отставания " медленных" активаторных центров в этих стандартных Фл для ЭЛТ.

Концентрационно- кинетический критерий налагает крайне существенные ограничения на строение и состав активаторных центров в люминофорах. По критерию ζ0,001<100 микросекунд для активаторов в фотолюминофорах для СИД подходят только Ce^{+3} (d-f переходы) Eu^{+2}(d-f переходы)и только частично Pr^{+3} (f-f переходы). Из неактиваторных видов люминесценции ККК удовлетворяет только экситонное свечение , которое связано как с большой концентрацией носителей в прямозонных излучателях , так и с их короткими временами высвечивания .Однако , существенные недостатки этого вида люминесценции , состоящие в крайнем температурной чувствительности и требовании очень высокой чистоты сырьвых материалов требуют проведения еще дальнейших исследовании (один из примеров экситонной люминесценции при стимуляции излучения АИГ:Се приведен ниже в нашей работе.)

Первый критерий можно дополнить еще важными требованиями к основанию активированных Фл для эффективных СИД:

--большая изоморфная емкость основы Фл по растворимости в ней соединений из активаторных ионов или групп. ..

--высокая оптическая прозрачность зерен фотолюминофоров и обязательная равномерность распределения активатора по объему зерна.

--кристаллохимическая изоструктурность соединений основы и активатора

--минимальное значение коэффициента отражения от поверхности зерен Фл;

--максимальная сила осциллятора для активирующих ионов.

Указанные три активирующих иона имеют силы осциллятора ,относящиеся как 1:0.5:0.1.

Среди оптических критериев выбора оптимальных ФЛ можно сформулировать следующие ;

--высокое спектральное согласование спектров излучения гетероперехода и возбуждения Фл.

--использование активаторного центра с трехуровневой схемой и расщепленным верхним уровнем.

--ширина запрещенной зоны материала ФЛ должна более 3.8эВ,,что исключает все матрицы на основе AⅡBⅥ, вероятно, кроме ZnO.

--основы Фл должны иметь среднее значение коэффициента преломления 1,50≤Пфл≤1,85 .

--все люминофорные матрицы и Фл на их основе должны отличаться низким температурным тушением.

--минимизация коэффициента термического расширения люминофорной матрицы.

--очень важным является высокое удельное объемное сопротивление зерен ФЛ и отсутствие на их поверхности мигрирующих ионов, препятствующих отверждению полимера.

Необходимо представить также несколько технологических параметров-критериев, .В качестве одного из таких параметров нами предлагается «удельный уплотненный объем (в г/см^3)» , который указывает на возможность получения из зерен Фл определенной формы плотно-упакованного конвертера.В пределе указанный параметр должен приближаться к значению2/3.ρ(г/см^3) монокристалла Фл. Одним из критериев пригодности Фл является полимерофильность , т.е. сшивание полимером зерен Фл без образования газовых пузырей и агломератов. Для вязких полимерных суспензий верхний предел диаметра зерна Фл не более $d_{90} \leq$ 20микрон.

Из колориметрических параметров в критерии пригодности целесообразно введение суммы координат цветности ∑(x+y) ,определив ее значение (∑x+y) ≤ 0.94 для коррелированной цветовой температуры Т>4500К, ∑(x+y)< 0.86 для диапазона 3500<T≤4000K и ∑(x+y)< 0.84 для диапазона температур 3500<T.Величине коэффициента цветовоспроизведения СИД в настоящее время уделяется чрезмерно большое внимание. По нашему мнению ,из светотехнических критериев на первых местах должны располагаться яркость и световая отдача при стандартных значениях координат цветности и цветовой температуры, во второй линии параметров должны следовать величина Ra и частные значение этого параметра. При очень низкой эффективности СИД всегда легко добиться его высокого Ra(«ночью все кошки серы»)

В следующем разделе 2 основное внимание будет уделено особенностям различных химических классов неорганических Фл .

Таблица 2

Классы Фл	Окраска поверхности	Квантовый выход	Q_L=1лм/сВт	$T_{0,25}$°C	Свето-отдача в СИД	Время жизни в СИД
Галоген силикатные	Белые	Низкий 0.4-0.5	300-360	$T_{0,25}$ $T_{0,50}$ 60-80	40-50	Низкое
Силикатные	Зеленовато-желтые	Средний 0.5-0.7	460	85-90	60-80	Низкое / Среднее
Оксинитриды	Темно-зеленая и оранжся	Средний 0.5-0.6	260	180-220	25-45	Высокое
Нитриды силонитриды	Красная	Средний 0.5-0.6	280	200	40-50	Высокое
Алюминаты	Желтая	Высокий, 0.95	380	130	130-135	Высокое

Нами проведено разделения всех известных Фл на 5 больших химических классов, различающихся ,преимущественным типом химической связи (ионной ,ионно-ковалентной). Наиболее изученные представители ,например галогениды и силикаты □ группы или сложные алюминаты –гранаты〔4,5,7〕, или оксисилико-нитриды и чисто нитридные системы дали название каждому из этих классов (при активации их Ce^{+3} и Eu^{+2})

Сопоставление параметров всех эти пяти классов дано в табл 2.

В следующем разделе даны предельные ориентиры по эффективности Фл и СИД. Репером здесь является значения Q_L=683лм /св.Вт для узкополосного излучателя с λ=555нм .Известно также , что для излучения Солнца Q_L=220лм /св.Вт

Ответ на вопрос о реальности получения светоотдачи больше чем 220 лм/ Вт-положителен и это значение будет достигнуто на бинарной смеси люминофоров, один из которых имеет λmax=531-535нм , а второй λmax=568-573нм. Построена эта смесь из двух "равноудаленных" от λ=555нм гауссовых излучателей с полуширинами $\Delta_{0,5} \leq$115нм с целью получения значения люмена -эквивалента каждого излучателя более Q_L=380лм /Вт. В этом случая, используя уравнение для белого цвета W=0.18 Blue+0.58-0.65 Green+0.17-0.28Red(2) можно получить - энергетический источник белого цвета с X=0.33, Y=0.33 и световой отдачей более ζ=220лм/ эл. Вт. [7〕

Один из вариантов подобного Фл на основе многолигандных гранатов представлен на Рис 1.Все промышленные партии холодно-белых СИД,изготовленные на заводе в Даляне ,имеют светоотдачу более 112лм/Вт(350м А) ,а в настоящее время даже больше 138 лм/Вт.(350 мА) Выше 100 лм/Вт световая отдача нормально-белых и теплых СИД

Проблема повышения эффективности будущих СИД до значения ζ＞300лм/эл.Вт. также имеет решение . Здесь можно представить целиком люминофорное решение при соблюдении следующих условий:

--минимизация стоксовых потерь энергии в Фл

-- предельное сужение полосы каждого излучателя до $\Delta_{0,5} \leq$100-105нм

--отсечение «красного» крыла излучателя на уровне λ=680нм.

Это уже будет следующее поколение Фл для СИД ,в котором в полной мере будет использованы принципы нанотехнологии и много- лигандности и т.д. Развития этого направления с 2012-2015г

Второе направление существенного повышения эффективности СИД заложено уже в настоящее время, Для этого предлагается комбинация двух механизмов люмиенсценции -активаторного и экситонного- в Фл конвертере. На рис 2 приведена схема одного из подобных экспериментов . Сравнивалось в одних и тех же условиях свечение чисто люминофорного (ИАГ:Се) и композиционного конвертера, состоящего из смеси 99-1 люминофора ИАГ-Се и экситонных квантовых точек типа GdS-CdSe. . Эффективность излучения во втором случае возрастала в 1,67 раза. Простейшая модель подобного уникального прибавления интесивности свечения состоит в том, что экситонная люминесценция квантовых точек (QD) очень узкополосная(менее 10-15 нм) ,это свечение глубоко проникает в объем зерна Фл, возбуждая его интенсивную фотолюминесцию .

Этот эксперимент подтверждался неоднократно и не только нами, но предстоит решение очень сложных физических проблем- стабилизация экситонного свечения при Т>320К, стабилизация времени жизни экcптонного свечения . Устойчивые комбинированные люминофорно-квантово-точечные конвертера будут созданы в недалеком будущем .

На этой оптимической ноте, предрекающей эффективностьСИД более 300 лм/эл.Вт., заканчивается предлагаемый Вашему вниманию доклад.

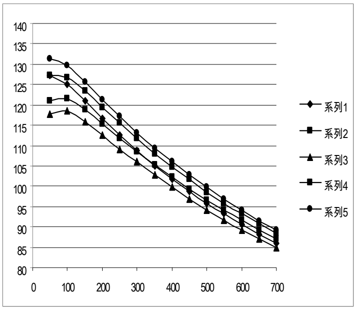


Рис 1 Токовая зависимость световой отдачи на промышленных СИД NN с конвертером из мультилигандного Фл. По вертикали. приборы различаются Тс=6000К, 5000К , 4500К, 4000К, 3500К

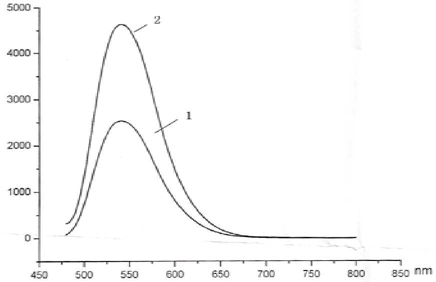


Рис2. Спектры чистого $Y,Gd_3Al_5O_{11.4}F,N$ (кривая1) композита с QD (кривая 2)

[1] G.Blasse Niderland patent 6706095.10.12.1967
[2] S.Nakamura The blue laser Diode..SpringerVer Belin 1997
[3] Ф.Е.Шуберг Светодиодиды, пер под ред А.Э.Юновича Физматлит 2008,496ст
[4] N.P.Soshchin SID-2007. Proceeding ECNUP , ShangHai, 2007, з 277-288
[5] N.P.Soshchin China Inter Semicon Forum,Shanghai 2009,з 199-209
[6] Н ПСощин Изв АН СССР сер физ Т38 N6.1153-1156(1974)
[7] Сощин Н.П. ГальчинаНА..КоганЛМ, ШироковСС, Юнович А.Э.ФТП Т43.5.стр700-705(2009)

MODERN EFFECTIVE PHOSPHORS FOR SOLID STATE LIGHTING

N.P. Soshchin
R&D NII Platan ,Zavodskoy Pr.2,141190 Frjazino, Moscow Reg., Russia E-mail:soshin@mail.ru

This work compares the power density of stimulated luminescent converter in LED with that in different types of luminescent lamps. The result demonstrates that the power density of stimulated luminescent convertor in LED is 10 times or more higher than that in luminescent lamps. On the basis of our previous study on concentrate kinematic criterion of luminescent converter linearity , which equals to the quantity of photons [ph] radiated per cm3 phosphor in 1 second [ph/cm3·sec] , we differentiate already known classes of phosphors. For LED only the phosphors activated by Ce, Eu+2, Pr+3 and exciton radiation in quantum dots prove to be the optimum. The high efficiency LED with phosphors based on multi-? garnet , proposed by the Author , are taken as example. The light putout of cold white light source reaches 150~160lm/W, while the light putout of warm white light source exceeds 100lm/W and the green LED comes to around 100lm/w, with 50 lm/W -2000K. Problems concerning how to raise the light putout over 200lm/W, or even up to 300lm/W , are discussed. The results of experiments demonstrate essential increase of light putout of phosphors in binary composition of Ln3Al5O12:Ce and nanosized dots CdS/CdSe.

ПАТЕНТНАЯ ИСТОРИЯ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ С ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ КОНВЕРТЕРАМИ

__Н.П.Сощин__
ФГУП НИИ “Платан” Заводской проезд 2, 141190, Г Фрязино Моск. обл. Россия
e-mail: soschin@mail.ru

Точечные светодиоды Олега Лосева (1927) изготавливались на широкозонном SiC и излучали зелено-желтую видимую электролюминесценцию. Светодиоды из GaAs (1961г) излучали в инфракрасном поддиапозоне и для них в 1966-70гг были созданы люминесцентные конвертеры на основе антистоксовских фотолюминофоров (Фл) состава NaYF4:Yb:Er [1], которые позволяли получить три основные цвета RGB и конкурировали по яркости с первыми красными СИД из GaP Ника Холоньяка (1962г). Люминесцентный конвертер предоставлял собой полимерный слой, наполненный зернами фотолюминофора, оптически контактирующий с полупроводниковыми гетеропереходом. Эта конструкция достаточно широко использовалась и имела патентную защиту в США, Франции, Нидерландах [2] и применяется до настоящего времени при необходимости получения очень узкополосного излучения от СИД.

Коротковолновые СИД на основе GaN первоначально были ультрафиолетовыми с ограниченным спектральным составом излучения, что побудило советских исследователей В.С.Абрамова и В.П.Сушкова предложить люминесцентный конвертер для них уже с использованием стоксовских люминофоров и практически неограниченным спектральным составом [3].

Завершением нитридной эпопеи при создании современных СИД стали работы сотрудника японской компании "Nichia" Ш. Накамура, создавшего реально работающую InGaAlN структуру, излучающую в УФ, фиолетовом и синем поддиапозонах видимого спектра. Им же были еще в 1994-1995 гг опробованы композиционные СИД при использовании:

-- синеизлучающего гетероперехода InGaAlN;

-- желтоизлучающего Фл на основе алюмоиттриевого граната, активированного церием;

--специального люминесцентного гетерофазного конвертера,смешивающего до 80% желтого света люминсценции Фл с 20% синего света гетероперехода. Все эти результаты были опубликованы Nакамурой в его монографии [4].

На удивление научной и инженерной общественности в конце 1999 года после ускоренной экспертизы публикуется патент специалистов «Nichia», в котором предлагается и заявляется [5]:

--- композиционный СИД на основе InGaAlN-гетероперехода (детально известный на основе работ Накамуры 1991-1995гг);

--- композиционный СИД со стоксовскими Фл (известный с 1977 года);

---желтый фотолюминофор на основе $Y_3Al_5O_{12}$:Ce, патенты на который были получены голландским физиком Ж.Бляссе в 1967 году;

---смешение двух дополнительных цветов с целью получение белого цвета, что известно с начала 17 века благодаря работам И.Ньютона. Этот принцип затем неоднократно использовался в черно-белом телевидении, радиолокационых индикаторах, полиграфии и книгопечатании.

Японский патент не содержит ссылок на принципиальные работы по полупроводниковым гетероструктурам, нитридным и композиционным СИД, по редкоземельным гранатным люминофорам, что послужило в дальнейшем поводом для многочисленных неоправданных односторонних патентных притязаний «Nichia» к производственным компаниям.

Это крайне редкая запретительная тенденция, исключительная в научной, инженерной и производственных сферах, неадекватная правовая ситуация должна быть полностью исключена. Современное развитие полупроводниковой светотехники основано на физических достижениях не должно иметь надуманных и неоправданных ограничений.

[1] F. Auzel. USA Pat 3709827.10/02 1970
[2] Light–emitting Phophors Combination. CA Pat 90000620 .16/05/1972
[3] В.Абрамов.В.П.Сушков/Авт.СССР 635813. 09/12/1977
[4] S.Nakamura .Blue laser Diode .SpringerVerl. Berlin 1997
[5] S.Shimizu et and.USA Pat 5998925, . 12.07.1999

PATENT HISTORY OF WHITE LIGHT-EMITTING DIODES WITH CONVERTERS

N.P. Soshchin,
R@D NII • PLATAN • Zavodsko Pr2 Frjazino, Moskow, Russia

The development history LED with luminescent converters is is short presented. It is shown, that creation of a white light-emitting diode has been connected by development of technics and cannot be monopoly one technical company/

ФОСФОРЫ ДЛЯ БЕЛЫХ СВЕТОДИОДОВ

***Р.Б. Джаббаров*[1*], *Н.Н. Мусаева*[1], *С.Г. Абдуллаева*[1],**
***F. Scholz*[2], *T. Wunderer*[2], *P. Benalloul*[3], *C. Barthou*[3]**
[1]Институт Физики, Национальной Академии Наук Азербайджана, Баку, Аз-1143, Г. Джавид пр. 33,
Азербайджан. Тел.(+994124394057), e-mail: rjabbarov@physics.ab.az
[2]Университет Ульма, Институт Оптоэлектроники, Ульм, Германия
[3]Университет П. и М. Кюри, Парижский Институт Нанонауки, Франция

Для того чтобы достигнуть высокой интенсивности белого светодиода, в последние годы были активно изучены разные технологии для применения их к твердотельному освещению. Развитие широкозонных III-V нитридных полупроводников и люминофоров, привели к коммерческому производству белых светодиодов [1]. Технология синего светодиода (СД) на основе InGaN сделала возможным создание белого СД. Белый свет был получен покрытыем синего светодиода (чип) порошковыми люминофорами: желтыми YAG:Ce, или зеленно/красными ($SrGa_2S_4:Eu^{2+}/SrS;Eu^{2+}$ сулфидами, или зеленно/красные нитридами). Развитие люминофоров расширило их применение в белых СД, которые имеют высокий срок службы и низкое потребление энергии. Однако, в обычной фосфор-преобразовательноый СД структуре, важно улучшение низкого коэффициента преобразования люминесционного слоя, чтобы достичь целейь в области твердотельного освещения. При этом необходимо улучшить свойства самого люминофора, в том числе и люминофорный слой-СД геометрию.

Требования к люминофорам очень строгие - высокое поглощение при возбуждениием ближним УФ и синим светом; высокая квантовая эффективность; быстрое затухание люминесценции; слабое температурное тушение; термическая и химическая стабильность.

Представлены результаты исследования люминофоров на основе соединений $Ca(Sr)Ga_2S_4$, активированных ионами Eu^{2+} и композитов на их основе. Благодаря высокой квантовой эффективности и положению максимума излучения, эти люминофоры являются давольно интересными для визуализации и освещения. Внутрицентровой переход $4f^65d \rightarrow 4f^7(8S_{7/2})$, простирающийся на видимую область спектра из-за сильного нефелактического эффекта дает возможность исследованным материалам эффективно возбуждаются синим СД. Спектр возбуждения исследованных люминофоров представляет собой экстремально широкую полосу и обясниется поглощением ионов Eu^{2+}. Исследованные белые СД представляли систему которая состоит из диодной структуры (чип) (длины волны излучения 405, 415, 460 нм) и люминофора на основе $Ca(Sr)Ga_2S_4:Eu^{2+}$.

Светодиодные структуры GaInN, используемые для этих исследований выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений при низком давлении на подложках с-сапфира. После роста зародышевого слоя AlN был выращен 2 мкм нелегированный буферный слой GaN, содержащий тонкий слой SiN уменьшающий плотность дефектов [2], а затем 2 мкм легированный слой n-GaN. Активная область состоит из одной квантовой ямы GaInN выращенной при температуре ~800°C с содержанием около 10% In, покрытой 10 нм барьерным слоем AlGaN. Структура завершалась 200 нм GaN слоем, легированным Mg. Исходные светодиодные структуры демонстрируют электролюминесценцию при 415 нм с полушриной спектра ~110 мэВ при комнатной температуре.

С помощью модели конфигурационных координат качественно объяснены такие факты, как закон Стокса, ширина полос поглощения или излучения и их температурная зависимость. Объяснена связь между вероятностями многофононных безызлучательных переходов и колебаниями кристаллической решетки и их влияние на люминесцентные свойства люминофоров. Форма спектра излучения и вероятность безызлучательных переходов обсуждены с помощью модели конфигурационных координат, основанной на квантомханических представлениях.

[1] S. Nakamura, M. Senob, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, and T. Mukai, “Superbright green InGaN singlequantum-well-structure light-emitting diodes,” Jpn. J. Appl. Phys. **34**(Part 2, No. 10B), L1332–L1335 (1995).
[2] J. Hertkorn, P. Brückner, S. Thapa, T. Wunderer, F. Scholz, M. Feneberg, K. Thonke, R. Sauer, M. Beer, and J. Zweck, J. Cryst. Growth. 308, pp. 30–36, 2007.

PHOSPHORS FOR WHITE LEDs

R.B. Jabbarov*[1*], ***N.N. Musayeva*[1]**, ***S.H. Abdullaeva*[1]**,
***F. Scholz*[2]**, ***T. Wunderer*[2]**, ***P. Benalloul*[3]**, ***C. Barthou*[3]**
[1]Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences, Az1143, H. Javid av. 33, Baku, Azerbaijan. rjabbarov@physics.ab.az
[2]Institut fuer Optoelektronik, Ulm University, Ulm, Germany
[3]Institut de NanoSciences de Paris (UMR CNRS – Université Pierre et Marie Curie)

Results of studies of phosphors based on $Ca(Sr)Ga_2S_4:Eu^{2+}$ are presented. Due to its high efficiency and emission characteristics this phosphors are very attractive for use in solid-state lighting devices. Absorption spectrum of phosphors studied is extremely broad, that can be explained by absorption of Eu^{2+} ions.

White LEDs based on $Ca(Sr)Ga_2S_4:Eu^{2+}$ phosphor and chips with emission wavelength of 405, 415 and 460 nm were studied.

ЗЕЛЕНЫЙ СВЕТОДИОД НА ОСНОВЕ ЛЮМИНОФОРА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ p-n-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaAlN

Н.П. Сощин [2], Л.М. Коган[1*], Н.А. Гальчина[1], Ю.А. Портнягин[3].
[1]ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33,
e-mail: Levkogan@mail.ru
[2]ФГУП НИИ «Платан», 141191, г. Фрязино.
[3]ООО «КБСП», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва.

В развитие работы [1] разработан зеленый светодиод (СД) на основе люминофора, возбуждаемого фиолетовым излучением p-n-гетероструктуры InGaAlN. Использовались кристаллы фирмы “SemiLEDs” типа SL-V-U40AC размером 1,07x1,07 мм. Кристалл монтировался на печатной плате с высокой теплопроводностью. Вокруг кристалла размещался керамический отражатель бокового излучения, содержащий полимер с распределенным в нем люминофором. Необходимый угол излучения формировался полимерной линзой.

В качестве люминофора использовался ортосиликат бария-стронция, активированный ионами Eu^{2+} и Ce^{3+}. Длинноволновый сдвиг полосы излучения создается при изменении содержания Sr (>0,7) и Ba (< 0,96). Активатор Eu^{2+} создает две основные полосы возбуждения: 300-350 и 385-450 нм, активатор Ce^{3+} - полосу 430-450 нм. В связи с наличием полосы возбуждения люминофора 385-450 нм (рис. 1) были применены кристаллы с λ_{max} = 395-405 нм.

Спектр излучения СД (рис. 2) имеет 2 полосы: фиолетовую с λ_{max} = 401 нм и полушириной около 14 нм и зеленую с λ_{max} = 525 нм и полушириной около 72 нм. Полуширина зеленой полосы вдвое больше, чем у “традиционного” зеленого СД с кристаллом из InGaAlN (~35нм). Изменение спектров излучения СД с ростом прямого тока от 100 до 350 мА показывает, что насыщение люминофора при этом отсутствует. Люмен-эквивалент излучения составил 450-500 лм/Вт.

Цветность полученного зеленого излучения на цветовом графике МКО 1931 соответствует области x = 0,3 – 0,32, y – 0,58 – 0,61 (рис. 3), которая незначительно отличается от типичной для “традиционных” зеленых СД области x = 0,22 – 0,24, y – 0,58 – 0,64 (спектральный интервал 520-525 нм).

При прямом токе СД 350 мА световой поток F_v составляет 85-95 лм, что соответствует световой отдаче η_v = 75-85 лм/Вт. Осевая сила света СД равнялась 25-29 кд при $2\theta_{0,5}$ = 110°, 35-40 кд при $2\theta_{0,5}$ = 80° и 130-140 кд при $2\theta_{0,5}$ = 20°- 30°. Полученные значения η_v (до 85 лм/Вт) существенно выше, чем у “традиционных” зеленых СД (менее 50 лм/Вт).

Как следует из рис. 4, зависимость F_v зеленых СД от тока (в диапазоне значений 50-400 мА) близки к линейной. Соответственно, η_v СД в указанном диапазоне токов меняется незначительно. Дальнейшее совершенствование гетероструктуры с фиолетовым излучением, люминофора, конструкции СД может привести, по нашей оценке, к повышению η_v зеленого СД до 120 лм/Вт.

Наличие столь эффективного СД зеленого свечения может послужить предпосылкой для создания источника белого свечения на основе использования нескольких полос излучения (красной с η_v >80 лм/Вт, зеленой с η_v >120 лм/Вт, желтой с η_v >100 лм/Вт и т.п.) с увеличенными значениями световой отдачи и индекса цветопередачи.

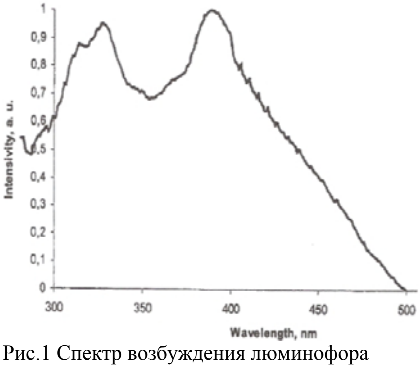


Рис.1 Спектр возбуждения люминофора

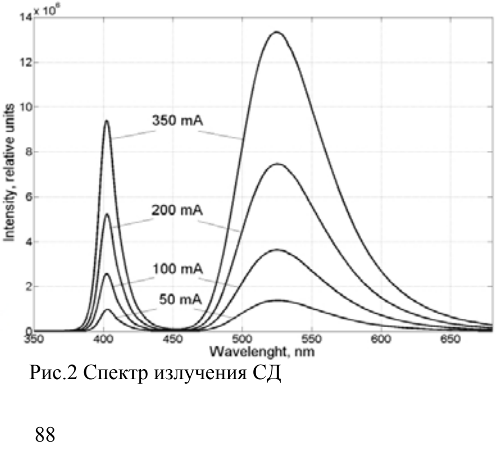


Рис.2 Спектр излучения СД

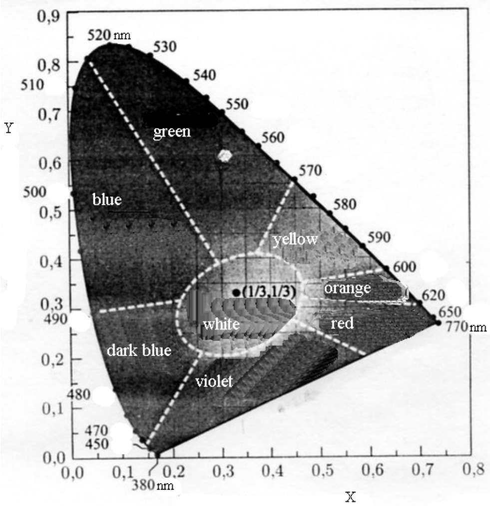


Рис.3 Ориентировочная цветность излучения СД на цветовом графике МКО 1931 (белая точка)

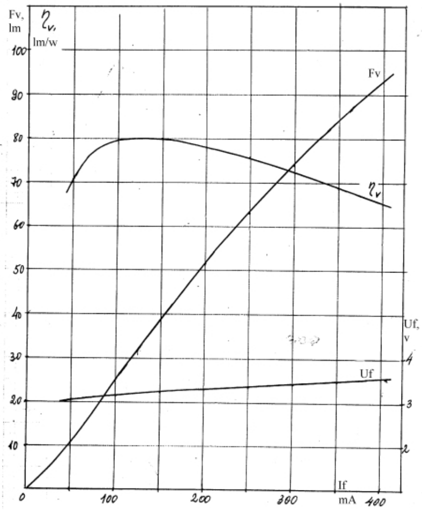


Рис.4 Зависимости F_v, η_v и U_f от прямого тока J_f

[1] Н.А. Гальчина, Л.М. Коган, Н.П. Сощин и др. Мощные светодиоды с ультрафиолетовым и зеленым излучением // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: Тез. докладов 6 Всероссийской конф., С.-Петербург, 18-20 июня 2008. - С.-Петербург: Б.и., 2008. – с. 96-97.

GREEN LIGHT-EMITTING DIODE BASED ON PHOSPHOR, EXCITED BY VIOLET RADIATION FROM InGaAlN P-N-HETEROSTRUCTURES

N.P.Soshcin[2], L.M.Kogan[1] *, N.A.Galchina[1], J.A.Portnyagin[3].
[1]Open Company “NPC OEP “OPTEL”,
street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow, ph. +7 (495) 366-05-33,
e-mail: Levkogan@mail.ru
[2]FSUE SRI “Platan”, 141191. Фрязино.
[3]Open Company “KBSP”, street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow.

Green light-emitting diode (LED) on a basis люминофора, raised by violet radiation p-n-гетероструктуры InGaAlN is developed. It is described applied люминофор (on a basis ortosilicata barium - strontium). Representations about design LED, in a spectrum and are given to chromaticity of radiation, and also a light stream of it LED. Last reaches 95 lm (at a current 350 мА), and light feedback, accordingly, - 85 lm/W, that is essentially higher, than at "traditional", green LED. The opportunity of creation white LED with light feedback increase is considered at use of highly effective strips of radiation.

МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ С СВЕТОВОЙ ОТДАЧЕЙ ДО 100 лм/Вт И МОДУЛИ НА ИХ ОСНОВЕ

Н.*А.Гальчина*[1] ,*А.Л. Гофштейн-Гардт*[1], *Л.М. Коган*[1*], *И.Т. Рассохин*[1], *Н.П Сощин*[2]
[1]ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33,
e-mail: Levkogan@mail.ru
[2]ФГУП НИИ «Платан», 141191, г. Фрязино.

Разработаны светодиоды (СД) белого свечения с потребляемой электрической мощностью ($P_{эл}$) 1,2, 3,2 и 7 Вт. В отличие от предшествующих конструкций [1,2] СД изготавливаются на печатных платах, основой которых является медь или алюминий. Используются кристаллы синего свечения размером примерно 1x1 мм, выполненные на основе p-n-гетероструктуры в системе InGaAlN, фирм SemiLEDs и “Gree” с мощностью излучения 300-500 мВт. Кристаллы монтируются на печатную плату, вокруг кристалла размещается специальный отражатель, содержащий полимер с распределенным в нем люминофором (рис. 1).

Для получения естественного белого свечения с коррелированной цветовой температурой (КЦТ) в диапазоне 4500-6000 К разработаны составы иттрий-гадолиниевого граната. В процессе технологии точно контролировалась концентрация активатора Ce^{+3}. Микромонокристаллы имели размер 4-8 мкм. Для получения “теплого” белого свечения с КЦТ 3200-3500 К разработан состав алюмогадолиниевого граната, в который дополнительно введены малоразмерные катионы из ряда Yb, Lu, Tb. Для получения “сверхтеплого” белого свечения с КЦТ 2100 К и λ_{max} = 595 нм часть ионов кислорода замещалась на ионы Ce^{-1} или Br^{-1},

Достигнутые световые параметры СД с естественно-белым и “теплым” белым свечением приведены в таблице.

Тип	Входные электрические параметры			Световые параметры			Световая отдача η_v, лм/Вт
	J_f, мА	$U_{пр}$, В, не более	$P_{эл}$, Вт	Световой поток F_v, лм	Сила света J_v, кд	КЦТ, К	
У-130Бл	350	3,5	1,2	90-110	25-30	4500-6000	98
У-133Бл	350	9,0	3,2	230-260	70-80		83
У-137Бл	700	10,0	7,0	420-450	130-140		65
У-130Бл-Т	350	3,5	1,2	75-82	20-25	3200-3500	73

Примечания: 1. Угол излучения СД $2\theta_{0,5} \approx$ 120 град.
2. Координаты цветности СД находятся в диапазоне: x = 0,33 – 0,36, y = 0,34 – 0,38.

Как следует из таблицы, СД с естественно белым свечением и $P_{эл}$ = 1,2 Вт характеризуются F_v до 110 лм и η_v до 98 лм/Вт. СД с $P_{эл}$ = 3,2 Вт имеют F_v до 260 лм и высокую η_v до 83 лм/Вт. СД с $P_{эл}$ = 7 Вт имеют F_v до 450 лм но несколько пониженную величину η_v до 65 лм/Вт. СД с “теплым” свечением с $P_{эл}$ = 1,2 Вт характеризуются F_v до 82 лм и η_v до 73 лм/Вт. Таким образом, достигнутые значения световой отдачи соответствуют мировому техническому уровню.

Образцы “сверхтеплых” СД с КЦТ 2100 К имели η_v до 47 лм/Вт.

Световой поток F_v несколько насыщается с ростом прямого тока (см. рис. 2). Световая отдача существенно изменяется с ростом тока. Так у СД с $P_{эл}$ = 1,2 Вт величина η_v при токе 50 мА достигает 120 лм/Вт. У СД с $P_{эл}$ = 3,2 Вт η_v при токе 50 мА достигает 103 лм/Вт. У СД с $P_{эл}$ = 7,0 Вт η_v при токе 100 мА достигает 95 лм/Вт.

Разработан также СД с углом излучения 7-10 град и силой света 1500-2000 кд.

Разработана светодиодная линейка на плате с Al основой, содержащая 9 СД по типу У-130Бл. При входном напряжении $U_{вх}$ = 10В и прямом токе $J_{пр}$ = 1 А световой поток достигает 750 лм, что соответствует $\eta_v \approx$ 75 лм/Вт.

Разработанный модуль на плате с Al основой, содержащий 7 CD по типу У-130Бл, обеспечивает при $U_{вх}$ = 22В и $J_{пр}$ = 0,35 А световой поток F_v до 690 лм, что соответствует световой отдаче $\eta_v \approx$ 90 лм/Вт. Светодиодные линейка и модуль характеризуются естественно-белым цветом свечения и предназначены для использования в светотехнических изделиях.

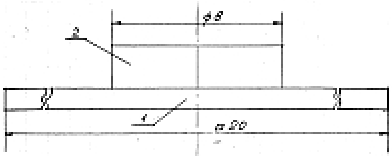


Рис. 1. Светодиод. 1- печатная плата, 2 – светопреобразующий узел, содержащий кристалл, отражатель и люминофор.

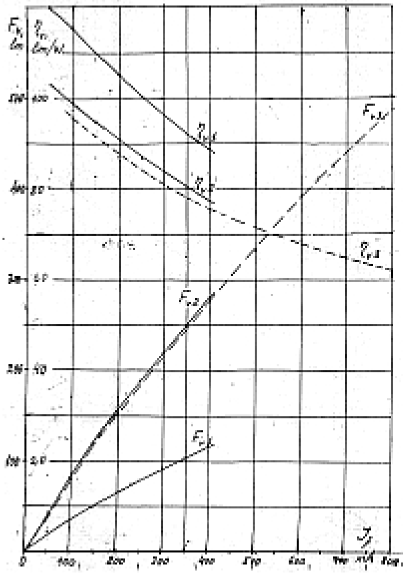


Рис. 2. Зависимости F_v и η_v от прямого тока J_f. Индекс 1 – СД с $P_{эл}$ = 1,2 Вт, индекс 2 – СД с $P_{эл}$ = 3,2 Вт и индекс 3 -- СД с Рэл = 7 Вт.

[1] Л.М.Коган. Светотехника, 2002 г., №5, стр. 16-20.
[2] М.Г.Варешкин, Н.А.Гальчина, Л.М.Коган и др. Светотехника, 2005 г.,№1, стр.15-17.

HIGH -POWER LIGHT-EMITTING DIODES OF THE WHITE LUMINESCENCE WITH LIGHT FEEDBACK UP TO 100 lm/W AND MODULES ON THEIR BASIS

*N.A.Galchina [1], A.L.Gofshtejn-Gardt[1] ,L.M.Kogan *,*
I.T.Rassohin [1], N.P.Soshcin[2]
[1]Open Company "NPC OEP “OPTEL", street ShCherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow, ph. +7 (495) 366-05-33, e-mail: Levkogan@mail.ru "
[2] FSUE SPI “Platan”, 141191, Fryasino

Light-emitting diodes (LED) of a white luminescence with consumed electric capacity (Pel) 1,2, 3,2 and 7 W are developed. In designs printed-circuit-boards with a copper or aluminium basis are used. Are briefly characterized used luminofor. Achieved light parameters LED with a natural - white luminescence with color temperature (KCT) 4500-6000 K and a "warm" white luminescence with KCT 3200-3500 K. The stream (Fv) LED with Pel= 1,2 W reaches 110 lm, and light feedback η= 98 lm/W; LED with Pel = 3,2 W reaches 260 lm, and η= 83 lm/W; $_{Fv}$ LED with Pel= 7 W reaches 450 lm, and η= 65 lm/W. Designs and parameters of the ruler containing 9 LED (η to 75 lm/W), and the module containing 7 LED (η= 90 lm/W) are described.

AlGaN ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ ГЛУБОКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ

В.Н. Жмерик[1]*, *А.М. Мизеров[1],Т.В.Шубина[1], А.А.Ситникова[1], М.А.Яговкина[1], П.С. Копьев[1], Е.В.Луценко[2], Н.П. Тарасюк[2], А.В. Данильчик[2], Н.В.Ржеуцкий[2], Г.П.Яблонский[2] и С.В. Иванов[1]*
[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2927124, e-mail: jmerik@pls.ioffe.ru
[2]Институт общей физики им.Б.Я.Степанова, пр.Независимости, 68, 220072, Минск, Белоруссия

Развитие полупроводниковой оптоэлектроники на основе соединений AlGaN с максимальной шириной запрещенной зоны 6.1 эВ во многом определяет дальнейший прогресс в применении ультрафиолетового (УФ) излучения с рабочими длинами волн от 210 до 400 нм для биомедицинских исследований и лечения различных заболеваний, в компактных высокоэффективных приборах обеззараживания воды и воздуха и других сред, в приборах обработки УФ-чувствительных материалов, а также в системах обнаружения биологических угроз, в средствах скрытой и помехоустойчивой оптической связи и др. В настоящее время наибольшие успехи в этой области связаны с успешным продвижением на рынок светоизлучающих диодов (СД) с рабочими длинами волн 226-280 нм и выходной мощностью одного чипа 0.1-5 мВт, соответственно, (в лампах выходная мощность может достигать нескольких десятков милиВатт) [1-3]. Согласно недавним прогнозам данный сегмент рынка до 2015г. увеличится более чем на порядок [4]. Однако, до сих пор все выпускаемые УФ-СД характеризуются относительно невысокой квантовой эффективностью ~1%, которая резко снижается (как и выходная мощность) с уменьшением длины волны. Кроме того, эти приборы имеют ограниченный срок службы, не превышающий двух тысяч часов. Еще большие сложности существуют для УФ лазерных диодов, для которых только в 2008 г. была достигнута длина волны излучения 336 нм, а для меньших длин волн лазерное излучение (вплоть до минимальной 214 нм) наблюдалось лишь при оптической накачке с пороговой плотностью мощности более 1МВт/см^2 при комнатной температуре [5-7].

Проблемы в этой области связаны, в первую очередь, с резким снижением структурного качества AlGaN гетероструктур при увеличении содержания Al выше 20%. При этом плотность прорастающих дислокаций (ПД) может достигать >10^{11}см$^{-2}$, что при отсутствии сильно выраженных эффектов локализации (наблюдаемых в структурах, содержащих InGaN), приводит к резкому снижению эффективности излучательной рекомбинации. Кроме того, имеются сложности в получении высоких проводимостей n и p-типа в AlGaN слоях с высоким содержанием Al.

Наиболее активно развиваемыми технологиями роста AlGaN гетероструктур являются газофазные эпитаксиальные технологии, а также различные разновидности молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ): на основе высокотемпературного крекинга аммиака или плазменной активации азота (МПЭ ПА). К достоинствам МПЭ-технологий относятся отсутствие паразитных газофазных реакций между потоками ростовых материалов, ведущих к формированию дефектов в слоях, возможность достижения для $Al_xGa_{1-x}N$:Mg (до x~0.4) уровней p-легирования ~10^{17}см$^{-3}$ без постростовой активации примеси [8]. В настоящее время с использованием NH_3-МПЭ получены СД с минимальной длиной волны 250 нм и выходной мощностью ~0.1 мВт [9], а с использованием МПЭ ПА недавно продемонстрированы высокоэффективные квантоворазмерные гетероструктуры, излучающие в диапазоне длин волн 220-250 нм [10].

В настоящей работе описываются основные результаты работ по следующим направлениям: (i) исследование кинетики роста AlGaN в полном диапазоне изменения содержания Al методом МПЭ ПА [11], (ii) исследование процессов образования и развития ПД в AlGaN слоях и гетероструктурах, (iii) развитие новых, т.н. «дискретных», методов формирования квантоворазмерных AlGaN гетероструктур [12], и (iv) исследование процессов p- и n-легирования этого соединения Mg и Si [8]. Рост МПЭ ПА проводился на установке Compact 21T (RIBER CA), оборудованной плазменным источником HD-25 (Oxford Appl.Res.). Для *in-situ* диагностики эпитаксиального роста использовались оптическая рефлектометрия и методика дифракции отраженных быстрых электронов. Структурные свойства образцов характеризовались с использованием растрового, просвечивающего (в т.ч. и с высоким разрешением) электронных микроскопов (РЭМ и ПЭМ соответственно), а также с помощью рентгеновской дифрактометрии. Оптические свойства AlGaN исследовались с помощью низкотемпературных (5К) измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) с временным разрешением до 0.2 нс при возбуждении с помощью Ti-сапфирового лазера (270 нм), а также из температурных зависимостей (10-300K) спектров ФЛ, возбуждаемых излучением 4-й или 5-й гармоники Nd-YAG лазера с длинами волн 266 и 213 нм соответственно. 4-я гармоника также использовалась для возбуждения лазерного излучения в сколах структур с шириной полоска 0.8-1.0 мм. Для измерения электролюминесценции (ЭЛ) с помощью стандартных для A^3N соединений постростовых технологий были изготовлены структуры с характерным размером контактных площадок от 350 до 1000 μм.

Исследования кинетики роста слоев AlGaN на стандартных сапфировых подложках c-Al_2O_3 показали возможность получения различной морфологии поверхности слоев. При азотообогащенных условиях поверхность слоев была шероховатой с типичным размером наноколонн 50-100 нм, а при металлообогащенных условиях с отношением общего потока элементов III группы к потоку активированного азота F_{III}/F_N~1.5-2 поверхность становилась атомарно-гладкой даже при относительно невысоких температурах роста ~700°C [11]. Дополнительным достоинством металл-обогащенных условий является возможность относительно легкого управления содержанием Al в слоях, поскольку в этом режиме справедливо $x=F_{Al}/v_{AlGaN}$, где F_{Al}-калиброванный поток Al, v_{AlGaN} измеряемая скорость роста слоя, которая определяется потоком активного азота, т.е. $v_{AlGaN}=F_N$. Так как электронная микроскопия показала резкие и планарные гетерограницы в многослойных AlGaN гетероструктурах, выращенных в этом режиме, то это определило его использование в большинстве ростовых процессов в настоящей работе. В этом же режиме были выращены слои $Al_xGa_{1-x}N$ (x=0-1) для определения параметра провисания (bowing) зависимости ширины запрещенной зоны от содержания Al, который оказался равным 1.1эВ [11].

При разработке начальных стадий роста AlGaN гетероструктур основной задачей являлся выбор способов ограничения распространения ПД в активную зону структур, концентрация которых вблизи гетерограницы с подложкой c-Al_2O_3 превышала 10^{11}см$^{-2}$. Наиболее эффективным оказался подход, при котором на плазменно-нитридизованной подложке выращивался слой AlN толщиной 250 нм, а затем растилась сверхрешетка (СР) AlN/AlGaN с периодом 10 нм и средним содержанием Al 90%. Это, во-первых, обеспечивало эффективную релаксацию напряжений и, во-вторых, как показывает рис. 1a, ограничивало распространение ПД в направлении роста (0001). Кроме того, нами впервые был обнаружен дополнительный эффект фильтрации (ограничения распространения) ПД в результате самопроизвольного формирования блочных структур с признаками самоупорядочивания в слое $Al_{0.77}Ga_{0.23}N$ на расстоянии ~200 нм от СР, как показано на рис. 1b. Можно предположить, что данный эффект является новым типом релаксации сжимающих напряжений в AlGaN гетероструктурах. Исследования ПД с помощью ПЭМ показали, что в результате действия вышеописанных механизмов наиболее сильно фильтруются винтовые ПД, плотность которых на расстоянии ~1.7 μм от подложки в активной области AlGaN-гетероструктур с минимальным x=0.4 снижалась до $1.5 \cdot 10^9$см$^{-2}$, что составляло примерно 5% от общей плотности ПД. Относительные плотности смешанных и краевых ПД составляли 55 и 40%, соответственно, т.е. абсолютные значения их плотности составляли ~10^{10}см$^{-2}$.

Существенное внимание в работе уделялось разработке метода формирования структур с КЯ методом субмонослойной дискретной эпитаксии (СДЭ), в котором снижение содержания Al в КЯ достигается за счет формирования короткопериодной СР с суб-монослойными вставками GaN в материал AlGaN барьера (не более шести в КЯ толщиной 3 нм). Модуляция состава отчетливо наблюдалась с помощью ПЭМ (см. рис. 1a). Кроме того, наличие локализованных состояний

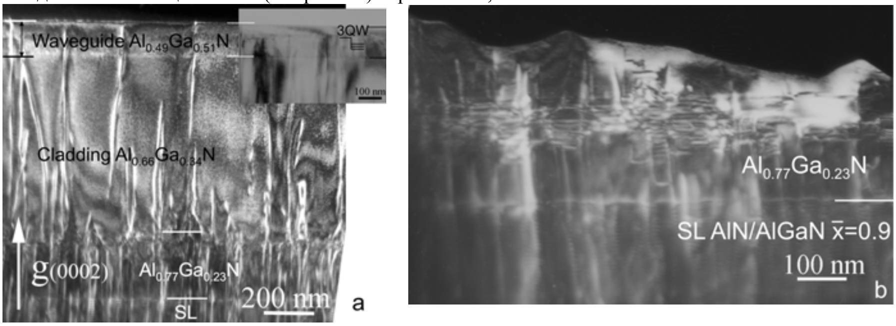


Рис. 1. Изображения поперечного сечения структуры с КЯ, полученные с помощью ПЭМ при условиях наблюдения **g**=(0002). *a*- общий вид структуры с волноводным слоем и КЯ на вставке; *b*- область спонтанно сформировавшейся блочной структуры с признаками упорядочивания.

подтверждалось сравнительным анализом спектров ФЛ AlGaN гетероструктур с КЯ и объемных слоев $Al_xGa_{1-x}N$ толщиной ~1 мкм со значениями x, соответствующими содержанию Al в КЯ и барьерном слоях. В первом случае (КЯ) низкотемпературные спектры ФЛ имели несколько полос излучения, которые в случае измерений ФЛ с временным разрешением ~5пс демонстрировали относительно слабый и «короткоживущий» высокоэнергетический пик, соответствовавший ФЛ из барьерного слоя, и гораздо более интенсивную низкоэнергетичную полосу с большим временем жизни (до 2 нс), которая был приписана излучению из КЯ. Эти выводы подтверждались температурными зависимостями ФЛ структур с КЯ, одна из которых показана на рис. 2a. При повышении температуры коротковолновый пик исчезал, что указывает на его связь с рекомбинацией носителей в барьерном слое, концентрация которых в барьере уменьшается с ростом температуры из-за ускорения их транспорта к КЯ. Спектры ФЛ объемных слоев AlGaN демонстрировали одиночные полосы излучения во временных и температурных зависимостях [12].

На рис. 2b демонстрируются спектры ЭЛ диодной структуры с тремя КЯ $Al_{0.40}Ga_{0.60}M$(3нм)/$Al_{0.55}Ga_{0.45}N$(7нм), электронным блокирующим слоем в виде СР 20×AlN/GaN (толщиной 20 нм и среднее содержание Al 60%) и p-эмиттерным слоем GaN:Mg. Хотя эти структуры демонстрировали при увеличении прямого тока до 80 мА непрерывное возрастание выходной оптической мощности на пять порядков, они характеризовались относительно высоким сопротивлением: при прямом токе 10 и 80 mA напряжение на структуре составляло 7.5 и 30 В, соответственно. Поскольку концентрация дырок в верхнем p-слое составляла ~10^{18}см$^{-3}$, то высокие сопротивления структур, по-видимому, связаны с недостаточно высоким уровнем легирования слоев n-$Al_{0.55}Ga_{0.45}N$:Si.

Наибольшее внимание в работе уделялось достижению оптически возбуждаемого лазерного УФ-излучения в AlGaN гетероструктурах. С этой целью были выращены структуры с различными параметрами КЯ, барьерных и волноводных слоев. Первые результаты по лазерной генерации с длиной волны 300. 4 нм были получены в структуре с тремя КЯ $Al_{0.40}Ga_{0.60}N$(3нм)/$Al_{0.49}Ga_{0.51}N$(7нм) без волноводного слоя. Из сравнительных исследований временных спектров ФЛ этой структуры был сделан вывод об относительно небольшой дефектности КЯ при небольшой разнице содержания Al в КЯ и барьерных слоях ($\Delta x=0.09$), которая, тем не менее, обеспечивала достаточное ограничение носителей в КЯ. Однако, расчеты параметров лазерной структуры путем решения волнового уравнения в приближении плоских волн показали, что в данной гетероструктуре из-за отсутствия волноводного слоя минимальный порог генерации реализовывался для поперечной моды высокого порядка с фактором оптического ограничения значительно меньше одного процента. Таким образом, наблюдавшийся при комнатной температуре высокий порог генерации 12 МВт/см^2 в данной структуре определялся в первую очередь не качеством активной области, а неудачным дизайном лазерной гетероструктуры. Этот вывод был подтвержден существенным снижением пороговой плотности мощности до 0.8 МВт/см^2 для возбуждения лазерного излучения с длиной волны 303 нм в структуре с волноводным слоем (см. рис.3а), которая согласно расчетам имела оптимальные условия возбуждения для фундаментальной моды с фактором оптического ограничения около 9% и минимально необходимом коэффициентом материального оптического усиления лишь 150 см$^{-1}$ и 400 см$^{-1}$ в случаях расчета без учета внутренних потерь и при их величине 20 см$^{-1}$,соответственно. Отметим, что данный уровень пороговой мощности соответствуют лучшим результатам, полученным для структур, выращенных методом газофазной эпитаксии [6,13].

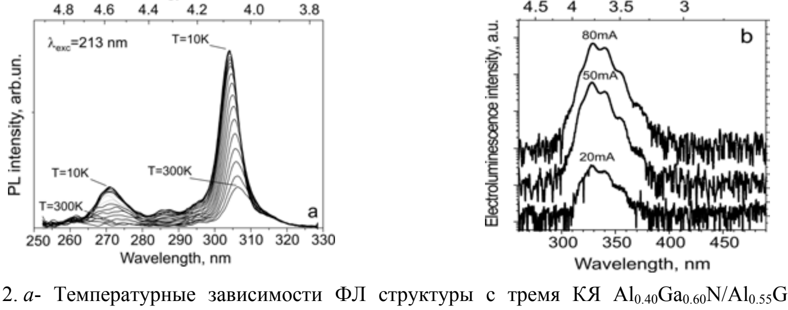


Рис. 2. *a*- Температурные зависимости ФЛ структуры с тремя КЯ $Al_{0.40}Ga_{0.60}N/Al_{0.55}Ga_{0.60}N$; *b*- Спектры электролюминесценции при различных прямых токах диодной структуры с тремя КЯ $Al_{0.40}Ga_{0.60}N/Al_{0.55}Ga_{0.60}N$ и p-эмиттерным слоем GaN:Mg.

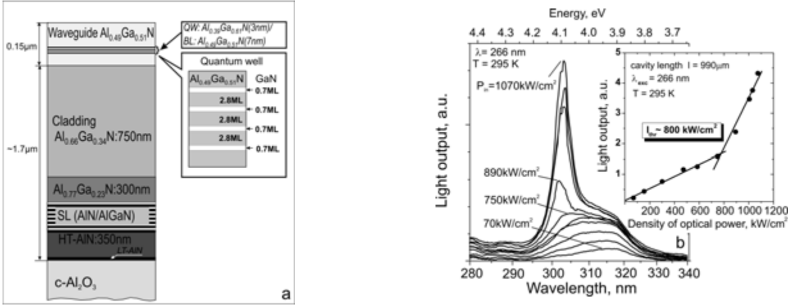


Рис. 3. *a*- Схематичное изображение оптимизированной структуры с тремя КЯ $Al_{0.39}Ga_{0.61}N/Al_{0.49}Ga_{0.51}N$ (структура одной из КЯ приводится на вставке), которая использовалась для оптического возбуждения лазерного излучения; *b*- спектры выходного излучения при оптическом возбуждении структуры, изображенной слева.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрированы возможности получения гетероструктур с КЯ на основе AlGaN с помощью МПЭ ПА и нового способа формирования КЯ методом СДЭ. Демонстрируются структуры с ЭЛ в УФ- диапазоне 300-320 нм при возбуждении с максимальным током 80 мА, а также структуры с оптически возбуждаемым лазерным излучением с длиной волны 300 нм, в которых пороговая плотность мощности накачки при 290К в результате оптимизации дизайна структур была снижена с 12 до 0.8 МВт/см^2. Также нами сообщается о методах ограничения плотности ПД в активной области $Al_xGa_{1-x}N(x>0.4)$ гетероструктур толщиной 1.5 мкм на подложке c-Al_2O_3 до уровня ~10^9 для винтовых и ~10^{10}см$^{-2}$ для смешанных и краевых ПД.

Работа поддержана РФФИ (09-02-01397) и программой ОФН РАН «Новые материалы и структуры».

[1] M.S. Shur, R. Gaska in: Proc.of SPIE, **689419**, 689419, (2008).
[2] V. Adivarahan et al., Appl. Phys. Expr., **2** (2009) 092102.
[3] H. Hirayama et al. phys. stat. sol. (c), **5**, No. 9, 2969–2971 (2008).
[4] http://www.yole.fr "UV-LED Market", 2009.
[5] H. Yoshida, Y. Yamashita, M. Kuwabara, H. Kan, Appl.Phys. Lett., **93**, 241106, (2008).
[6] T. Takano, Y. Narita, A. Horiuchi, H. Kawanishi, Appl.Phys. Lett., **84**, 3567, (2004).
[7] M. Shatalov, M. Gaevski, V. Adivarahan, A. Khan, Jpn. J. Appl.Phys., **45**, L1286(2006).
[8] Komissarova T. et al., phys. stat. sol. (c), **6**, S466 (2009).
[9] S. Nikishin et al., Proc. of SPIE, **6121**, 61210T, (2006).
[10] A. Bhattacharyya et al., Appl. Phys. Lett., **94**, 181907, (2009).
[11] А.М. Мизеров и др., см. настоящий сборник.
[12] V.N. Jmerik et al., J. Crystal Growth, **311**, 2080, (2009).
[13] M. Kneissl et al., J. Appl. Phys., **101**, 123103, (2007).

AlGaN-BASED HETEROSTRUCTURES FOR DEEP ULTRAVIOLET OPTOELECTRONICS GROWN BY PLASMA-ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

V.N. Jmerik[1]*, A.M. Mizerov[1], T.V. Shubina[1], A.A. Sitnikova[1], M.A. Yagovkina[1], P.S. Kop'ev[1],
E.V. Lutsenko[2], N.P. Tarasyuk[2], A.V. Danilchyk[2], N.V. Rzheutskii[2], G.P. Yablonskii[2], S.V. Ivanov[1]
[1] Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, Polytekhnicheskaya 26, St. Petersburg 194021, Russia
[2] Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus, Independence Ave. 68, 220072, Minsk, Belarus

We have demonstrated possibilities to grow high optical quality AlGaN multiple-quantum-well structures by plasma-assisted molecular-beam epitaxy directly on a standard c-sapphire substrate, using a new technique of submonolayer digital alloying. Studies of time-resolved photoluminescence (PL) spectra and cw PL temperature dependences (10-300K) of different MQW structures, as well as numerical calculations of the optical gain and confinement in the laser structure allowed us to elaborate the optimum design of AlGaN-based MQW structures for deep UV lasing at 303nm with the relatively low threshold optical excitation density of 0.8 MW/cm^2. The MQW structure involved AlGaN/AlN short-period superlattices to decrease the threading dislocation densities from 10^{11} down to 10^9-10^{10} cm^{-2}. Electroluminescence spectra with maximum in the wavelength range of 300-320 nm revealed continuous rising of output light intensity with increase in the forward current up to the maximum value of 80 mA.

РОСТ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ СЛОЕВ AlN МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

Т.В. Малин[1]****, А.В. Тихонов***[1]***, А.П.Василенко***[1]***, К.С. Журавлёв***[1]
[1] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук. пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)3304474, e-mail: mal-tv@mail.com;

Нитрид алюминия является перспективным материалом ультрафиолетовой оптоэлектроники и сильноточной высокотемпературной электроники благодаря большой ширине запрещенной зоны (6,2 эВ), прямозонности и высокой теплопроводности.

На сегодняшний день наиболее доступным и широко используемым подложечным материалом для эпитаксиального роста слоев AlN является сапфир. Большое различие между параметрами кристаллических решеток и коэффициентами температурного расширения AlN и сапфира ведёт к очень большой плотности дислокаций и ухудшению электрофизических свойств выращиваемых слоев AlN. Для получения слоев AlN приборного качества важным является зарождение слоев AlN заданной полярности (алюминиевой или азотной), а также проведение роста в оптимальных условиях, позволяющих получить слои с низкой плотностью дислокаций и гладкой морфологией поверхности. К основным параметрам роста, задающим границы диапазона двухмерного роста, относятся: температура подложки, скорость роста, поток аммиака. Цель данной работы заключалась в определении оптимальных условий роста слоев AlN на сапфировых подложках.

В работе эпитаксиальные слои AlN выращивались методом МЛЭ на установке CBE Riber 32P. В качестве источника активного азота использовался поток очищенного аммиака, источниками металлов служили стандартные эффузионные ячейки. В эксперименте использовались сапфировые подложки ориентации (0001).

В работе представлены результаты эксперимента, в ходе которого исследовалось влияние условий зарождения и условий роста (потоков алюминия и аммиака, температуры подложки) на качество буферных слоёв AlN. Кристаллическое совершенство полученных структур оценивалось с помощью двухкристальной рентгеновской дифрактометрии по полуширине пиков в симметричном отражении (0002) с открытым детектором. Для выявления преобладающего типа искажений (ориентационные или дилатационные) выполнялось дополнительное измерение с ограниченной апертурой детектора. Было установлено, что в слоях AlN преобладают ориентационные искажения. В ходе эксперимента был выращен ряд образцов равной толщины при одинаковых потоках алюминия и фиксированной температуре подложки при разных потоках аммиака. В результате чего был определён оптимальный поток аммиака при фиксированном потоке Al и неизменной температуре подложки для получения структур с лучшим качеством Al-полярных слоёв AlN, что позволило получить слои с шириной пика рентгеновской дифракции в симметричном отражении (0002), равной 432", что соответствует слоям приборного качества. [1].

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974 и 09-02-00775.

[1] Ki-Sung Kim, Kyoung-Bo Kim, Seon-Hyo Kim. Nitridation mechanism of sapphire and its influence on the growth and properties of GaN overlayers. Journal of Crystal Growth. 2001, V. 233, pp. 167–176

GROWTH OF HIGH QUALITY AlN LAYERS BY AMMONIA MOLECULAR-BEAM EPITAXY

T.V. Malin[1]****,A.V. Tihonov***[1]***, A.P. Vasilenko***[1]***K.S. Zhuravlev***[1]
[1] Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk,
ph.: +7(383)3304474, e-mail: mal-tv@mail.com

In this work the studies of optimal growth conditions for AlN layers on sapphire by ammonia-MBE have been carried out. AlN layers with Al- and N- polarity were grown under different ammonia flux. The dependence of quality of AlN layers with different polarity on ammonia flux was determined. The full width at half maximum of the (0002) X-rays reflection peak was 432" for the best AlN layers with Al-polarity.

РОСТ СЛОЕВ $Al_xGa_{1-x}N$ (x=0-1) С РАЗЛИЧНОЙ ПОЛЯРНОСТЬЮ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ С ПЛАЗМЕННОЙ АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА

А.М. Мизеров*, В.Н. Жмерик, П.С. Копьев С.В. Иванов
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2927124, e-mail: mizerov@beam.ioffe.ru

Одной из наиболее существенных особенностей молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) соединений A^3N является относительно простое управление кристаллографической полярностью выращиваемых слоев с кристаллической ориентацией (0001), что достигается соответствующим выбором подложки и параметров начальных стадий роста [1]. В большинстве промышленных приборных гетероструктур применяются слои с металлической (Ga-) полярностью, которые обычно имеют более гладкую морфологию поверхности и меньшие концентрации носителей заряда (электронов) по сравнению со слоями противоположной N-полярности [2,3]. Однако получение последних интересно для развития технологий роста гетероструктур A^3N с пониженным встроенным пьезоэлектрическим полем, реализации новых конструкций гетероструктур с повышенной подвижностью двухмерного электронного газа и др. [4]. В данной работе анализируются условия МПЭ ПА, определяющие тип полярности слоев тройного соединения $Al_xGa_{1-x}N$ (x=0-1), и проводится сравнительное исследование кинетики роста этих слоев.

Большинство слоев AlGaN выращивались на подложках c-Al_2O_3(0001), которые предварительно отжигались при температуре T_S=800°C, а затем нитридизовались в потоке плазменно-активированного азота (F_{N*}) при T_S=700°C. Дополнительно были выращены слои $Al_xGa_{1-x}N(x<0.5)$, в которых в качестве буферных слоев использовались либо N-полярные слои GaN, полученные в том же ростовом процессе МПЭ ПА на нитридизованных подложках c-Al_2O_3, либо Ga-полярные темплейты GaN толщиной 3 мкм, предварительно выращенные методом ГФЭМОС. Слои AlGaN толщиной около 1 микрона выращивались при различных скоростях роста от 0.2 до 0.5 монослой(МС)/с, T_S=650-820°C и отношениях потоков атомов металлов III группы к потоку активированного азота F_{III}/F_{N*}=0.8-2.2. Рост контролировался методами лазерной рефлектометрии и дифракции отраженных быстрых электронов. Полярность слоев AlGaN определялась методом химического травления слоев в растворе 2М NaOH. Морфология слоев AlGaN и содержание в них Al харатеризовались с помощью растровой электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии.

В случае роста слоев $Al_xGa_{1-x}N$ непосредственно на c-Al_2O_3 при относительно низких концентрациях Al (x=0-0.2) наблюдался рост N-полярных слоев, в то время как при высоких значениях x>0.4 и $F_{III}/F_N>1$ слои имели Ga-полярность. Полярности AlGaN слоев при росте на N- и Ga-полярных буферных слоях GaN повторяли полярности последних. Эти результаты соответствуют общим представлениям об определяющей роли состава верхнего мономолекулярного слоя на полярность растущего на нем слоя A^3N и связи между переходом от азотной к металлической полярности и образованием на поверхности нескольких (как минимум двух) монослоев Al [1]. По-видимому, этим процессом и объясняется наблюдавшаяся нами инверсия полярности при повышении значений F_{Al}/F_N, необходимых для достижения высоких x>0.4.

На рисунке 1а представлены температурные зависимости скорости роста слоев $Al_xGa_{1-x}N$ на различных подложках при значениях F_{Al}=0.25 МС/с, F_{Ga}=0.27 МС/с и F_{N*}=0.5 МС/с. Из этих зависимостей следует, что для заданного x=0.5 максимальные значения скорости роста наблюдаются до T_S=780°C в случае роста N-полярного слоя (*кривая 1*) , в то время как при росте Ga-полярных слоев на Ga-полярном темплейте (*кривая 2*) и c-Al_2O_3 (*кривая 3*) снижение скорости роста слоев происходит уже при T_S=720 и 680°C, соответственно. Анализ слоев AlGaN продемонстрировал практически полное встраивание Al и наличие существенной десорбции Ga, что объясняется большей энергией связи Al-N по сравнению с Ga-N. Кроме того, полученные зависимости свидетельствуют о более легкой десорбции Ga адатомов с Ga-полярной поверхности AlGaN по сравнению с N-полярной поверхностью, что может быть объяснено различной структурой поверхностных слоев и, следовательно, различной энергией связи адатомов в них. Кроме того, наблюдавшиеся меньшие скорости роста Ga полярных слоев AlGaN на подложках c-Al_2O_3 по сравнению со скоростями роста слоев с той же полярностью на GaN темплейте (*кривые 3 и 2*, соответственно), по-видимому, связаны с большими сжимающими напряжениями в первом случае из-за более сильного рассогласования постоянных решеток, что облегчает разрыв связей Ga-N уже при относительно низких T_S~680°C.

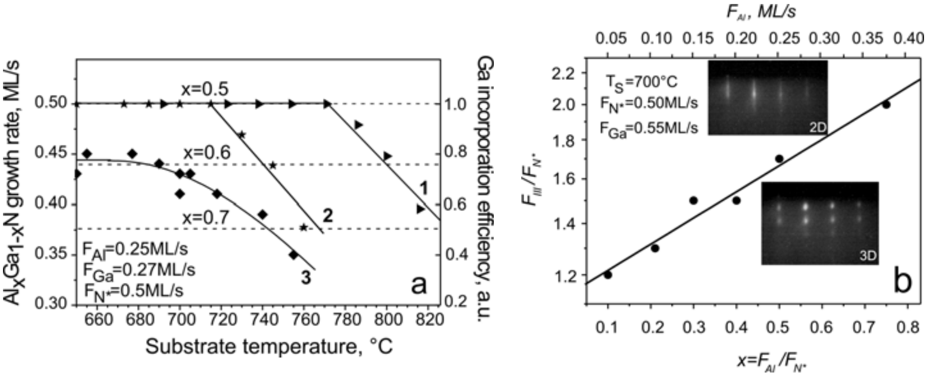


Рис.1. *a* – Температурные зависимости скоростей роста различных слоев $Al_xGa_{1-x}N$, выращенных при F_{III}/F_{N*}~1 и F_{Al}/F_{N*}~0.5. *1* - N-полярный слой на GaN-МПЭ ПА буферном слое; *2*- Ga-полярный слой на GaN ГФЭМОС темплейте; 3 - Ga-полярный слой на c-Al_2O_3 подложке. *b* - Диаграмма роста слоев $Al_xGa_{1-x}N$ (x=0.1-0.8) на c-Al_2O_3 при постоянных F_{N*}, F_{Ga}~0.5 МС/с *и* T_S=700°C. Прямая на диаграмме определяет минимальные значения F_{III}/F_{N*}, при которых возможен двумерный рост слоев.

Рисунок 1b демонстрирует диаграмму роста слоев $Al_xGa_{1-x}N$(x=0.1-0.8) на c-Al_2O_3 при постоянном значении T_S=700°C с различной морфологией поверхности - от атомарно-гладкой до шероховатой. Из этой диаграммы следует, что для достижения двумерного механизма роста AlGaN слоев с атомарно-гладкой морфологией и небольшим содержанием Al (x<0.2) необходимы относительно небольшие значения F_{III}/F_{N*}~1.2-1.3, а при x>0.4 для этого необходимы значения F_{III}/F_{N*} ~1.6-2.0. Отметим, что даже в последнем случае не происходит образование металлических микрокапель на поверхности слоя, что обычно наблюдается при росте GaN при подобных значениях F_{III}/F_{N*}. Это свидетельствует о сложной картине адсорбционно/десорбционных процессов, приводящих к образованию на поверхности тройного соединения квазижидкого слоя с повышенной подвижностью адатомов. Отметим также показанную на рис.1b зависимость x~F_{Al}/F_N* (при постоянных значениях F_{N*}, F_{Ga} и T_s), которая позволяет достаточно точно и легко контролировать содержание Al в слоях растущей AlGaN гетероструктуры.

Таким образом, показаны возможности контролируемого роста методом МПЭ ПА эпитаксиальных слоев AlGaN с различной полярностью, включая практически важные атомарно-гладкие Ga-полярные слои с высоким (x>0.4) и легко регулируемым содержанием Al.

[1] A.Yoshikawa and K.Xu, Thin Solid Films **412** 38, (2002).
[2] D.Heying et all., Appl. Phys. Lett., **88**, 1855, (2001).
[3] X.Q.Shen, Appl. Phys. Lett., 77, 4013, (2000) .
[4] S.Keller, J. Appl. Phys, **103,** 033708, (2008).

GROWTH OF $Al_xGa_{1-x}N$ LAYERS (0<x<1) WITH DIFFERENT POLARITIES BY PLASMA-ASSISTED MOLECULAR BEAM EPITAXY

A.M. Mizerov*, V.N. Jmerik, P.S. Kop'ev and S.V. Ivanov
Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, Saint-Petersburg,
phone. +7(812)2927124, e-mail: mizerov@beam.ioffe.ru;

The paper reports on growth conditions to obtain the $Al_xGa_{1-x}N$ (x=0-1) layers with both Ga and N-polarities by using plasma assisted molecular beam epitaxy on standard c-Al_2O_3 substrates, different templates and buffer layers. It has been found that $Al_xGa_{1-x}N$ layers with Ga-polarity can be grown directly on nitridated c-Al_2O_3 substrate at the high Al mole fraction (x>0.4). Study of growth kinetics revealed a higher temperature stability of N-face AlGaN layers in comparison with the Ga-face ones. It has been found that to achieve two-dimensional growth of $Al_xGa_{1-x}N$ films within x=0.1-0.8 without formation of the metallic droplets, a group III to activated nitrogen flux ratio F_{III}/F_{N*} has to be increased from 1.3 to 2 respectively. Furthermore, Al-content in the AlGaN layers can be control by using a simple ratio of the calibrated aluminum flux to the measured total growth rate $x=F_{Al}/V_{AlGaN}$, the latter being governed by the active nitrogen flux under the used metal-rich growth conditions.

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖКИ САПФИРА НА СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

А.А. Донсков*[1]*, Л.И. Дьяконов*[1]*, А.В. Говорков*[1]*, Ю.П. Козлова*[1]*, С.С. Малахов*[1]*, А.В. Марков*[1]*,
***М.В. Меженный*[1*]*, В.Ф. Павлов*[1]*, А.Я. Поляков*[1]*, В.И. Ратушный*[2]*, Н.Б. Смирнов*[1]*, Т.Г. Югова*[1]
[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119017, г. Москва,
тел.: +7(495)9530853, e-mail: icpm@girmet.ru,
[2]ВИ(Ф) ГОИ ВПО ЮРГТИ (НПИ), ул. Ленина, д. 73/94, 347360, г.Волгодонск Ростовской обл.,
тел.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru

Экспериментально полученные ориентационные соотношения между сапфировыми подложками и наращиваемыми на них слоями нитрида галлия для случаев использования технологий молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и газовой эпитаксия из металло-органических соединений (MOCVD) суммированы в обзорной работе [1].

Систематических данных об ориентационных соотношениях сапфира и нитрида галлия применительно к выращиванию толстых эпитаксиальных слоев методом хлорид-гидридной эпитаксии (ХГЭ) в литературе не обнаружено. Ввиду отсутствия в литературе надежных данных об ориентационных соотношениях сапфира и нитрида галлия для случая выращивания толстых слоев методом ХГЭ получение таких данных было одной из основных задач настоящей работы.

При выращивании GaN со структурой вюрцита в качестве подложек использовали сапфировые подложки с различной кристаллографической ориентацией поверхности: неполярные подложки (11-20) и (10-10) (так называемые **a**- и **m**-ориентации), частично полярные подложки (10-12) (**r**-ориентация), а также традиционно используемые полярные подложки (0001) (**c**-ориентация), которые служили образцами сравнения.

Установлено, что на подложках **c**- и **a**-ориентации поверхность выращенных слоев была ориентирована по плоскости (0001), на m подложке слой ориентирован по плоскости (10-13), а на **r** – (11-20).

Морфология поверхности слоев GaN существенно зависит от ориентации поверхности подложки, а также от толщины слоя. Слои, выращенные на подложках **c**- и **a**-ориентации характеризуются гладкой поверхностью с ямами роста, при этом средняя плотность ям роста, их размер и также глубина не зависят от толщины слоя. Поверхность слоев GaN, выращенных на подложках **m**-ориентации, огранена террасами, идущими под углом 120^0, на фоне которых наблюдаются ямы роста. С ростом толщины слоя рельеф поверхности ухудшается, а также изменяется форма ям: в тонких слоях это равнобедренные остроугольные треугольники, а в толстых – ромбы. Кроме этого на поверхности слоёв наблюдается полосчатый рельеф. Наиболее сильно развитый рельеф поверхности наблюдается в слоях, выращенных на подложках **r**-ориентации в виде ромбов, при этом ям роста не наблюдается. Рельеф поверхности также ухудшается с ростом толщины слоя. Иногда наблюдается полосчатый рельеф.

Можно предположить, что различие морфологии поверхности слоев связано с формой зародышей, образующихся на поверхности подложек различной ориентации. Очевидно, что на подложках **c**- и **a**-ориентации форма островков отличается незначительно: на поверхности подложки **c**-ориентации – это четко выраженные гексагоны, а на поверхности подложки **a**-ориентации – деформированные гексагоны. При выращивании на подложке **m**-ориентации образуются островки, представляющие собой треугольные призмы, а на подложках **r**-ориентации зародыши имеют прямоугольную форму.

На поверхности слоев GaN, выращенных на подложках **m**- и **r**-ориентации, наблюдается полосчатый рельеф, возникающий при пересечении поверхности слоя дефектами упаковки различного типа.

На сколе структур, выращенных на подложках **c**- и **a**-ориентации, наблюдаются четко выраженные колонны, ориентированные перпендикулярно гетерогранице, в слоях на подложках **m**-ориентации также наблюдаются колонны, идущие под углом ~ 65^0 к поверхности, а в слоях, выращенных на подложках **r**-ориентации, на сколах колонн не наблюдается. Наиболее сильно развитый рельеф поверхности наблюдается в слоях GaN, выращенных на подложках **r**-ориентации.

Структурные характеристики полученных слоёв GaN определялись с помощью рентгенодифракционных методов и оптической металлографии с использованием селективного травления в расплаве щелочей эвтектического состава..

Рентгенодифракционные методы исследования показали, что с ростом толщины слоя улучшается структурное совершенство слоев. Наиболее сильно изменяется полуширина пика дифракционного отражения для слоя, выращенного на подложке **m**-ориентации.

При травлении в смеси щелочей KOH и NaOH эвтектического состава слоев GaN, выращенных на подложках **c-** и **a**-ориентации, на поверхности плёнок обычно выявлялись достаточно четко ограненные гексагональные ямки травления, связанные с винтовыми или смешанными дислокациями, выходящими на поверхность под косым углом, а также мелкие ямки травления с большей плотностью, связанные с чисто краевыми дислокациями, выходящими на поверхность под прямым углом. При травлении слоев, выращенных на подложках **m**-ориентации, выявлялись ямки травления в форме вытянутых ромбов. На подложках **r**-ориентации наблюдаются ямки травления в форме остроугольных равнобедренных треугольников. В эпитаксиальных слоях, выращенных на подложках **c**-ориентации, как правило, наблюдается равномерное распределение дислокаций по поверхности структуры, в то время как в слоях, выращенных на подложках **a**-ориентации, чаще всего наблюдается скопление дислокаций в виде малоугловых границ. В слоях, выращенных на подложках **m**- и **r**-ориентации, дислокации распределены неоднородно, что, по-видимому, связано с сильно развитым рельефом поверхности, который формируется в процессе роста слоев.

Помимо дислокационных ямок при травлении эпитаксиальных слоев, выращенных на подложках **m**-и **r**-ориентации, выявляются дефекты упаковки. Дефекты упаковки в слоях GaN изучали также с помощью микрокатодолюминесценции.

С ростом толщины слоев GaN, выращенных на подложках сапфира всех исследованных ориентаций, их структурное совершенство существенно улучшается. При толщине слоев в несколько сотен мкм плотность дислокаций приближается к значениям $1\cdot10^7$ см$^{-2}$ и ниже. При малых толщинах совершенство структуры падает в ряду подложек **c-a-r-m-**ориентации. Особенно плохую структуру имели слои, выращенные на подложках m-Al_2O_3. При больших толщинах (свыше 200 мкм) слои c-GaN, выращенные на подложках c-Al_2O_3 и a-Al_2O_3, имели практически одинаковое совершенство структуры. Близкие к ним значения полуширины КДО имели и слои неполярного a-GaN, выращенные на подложках r-Al_2O_3. Значительно хуже выглядит структура слоев с частично полярной ориентацией, выращенных на подложках m-Al_2O_3. Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что известный ранее для случая выращивания на подложках c-Al_2O_3 эффект снижения плотности дислокаций при увеличении толщины слоя имеет место и при выращивании на подложках других ориентаций.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (грант №07-02-13523 и №07-02-01121)

[1] P.R. Hageman, V. Kirilyuk, W.H.M. Corbeek, et al. J.Crystal Growth 255 (2003) 241–249.

THE INFLUENCE OF SAPPHIRE SUBSTRATE ORIENTATION ON CRYSTALLINE QUALITY OF GaN FILMS GROWN BY HYDRIDE VAPOR PHASE EPITAXY

A.A. Donskov [1], L.I. Dyakonov[1], A.V. Govorkov[1], Yu.P. Kozlova[1], S.S. Malakhov[1], A.V. Markov[1], M.V. Mezhennyi[1*], V.F. Pavlov[1], A.Y. Polyakov[1], V.I. Ratushnyi[2], N.B. Smirnov[1], T.G. Yugova[1]
[1]Joint-stock company “Giredmet”, B. Tolmachevkii. 5-1, 119017, Moscow,
ph.: +7(495)9530853, e-mail: icpm@girmet.ru,
[2]VI(F) GOI VPO YuRGTI (NTI), Lenina, 73/94, 347360, Volgodonsk Rostovskoj obl.,
ph.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru

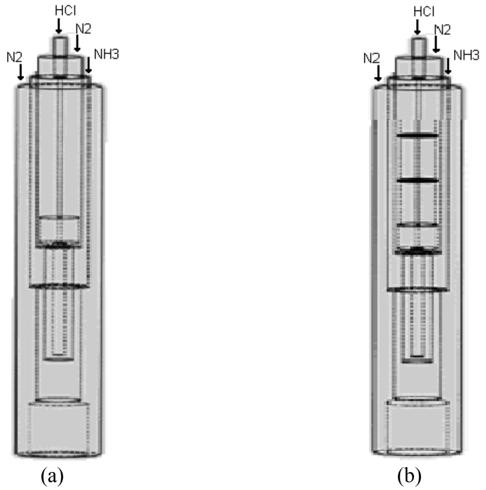
GaN films were grown by hydride vapor phase epitaxy on sapphire substrates with orientations **c** - (0001), **a** - (11-20), **m** - (10-10) and **r** - (10-12) using N_2 as a carrier gas. The crystalline perfection of the grown films was studied by x-ray diffraction, by optical microscopy and scanning electron microscopy and by microcathodoluminescence (MCL). It was found that, for c and a-oriented sapphire substrates, the GaN films showed (0001) orientation, for m-oriented sapphire the films showed semi-polar (10-13) orientation, while for r-sapphire substrates GaN layers with non-polar a(11-20) orientation could be grown. The surface morphology of the GaN films and their crystalline structure strongly depended on the substrate orientation. With increasing the layer thickness the halfwidth of the x-ray rocking curves monotonically decreased which points to improvement of the crystalline quality. The best quality films were grown for the c and r-oriented substrates: respectively, 460 arcseconds at the thickness of 400 mm, 600 arcseconds at the thickness of 300 microns. For m-oriented substrates the halfwidth was 1300 arcseconds at comparable thickness. The density of stacking faults for semipolar and non-polar films was determined by MCL imaging.

ПУТИ ПОДАВЛЕНИЯ ПАРАЗИТНОЙ ДЕПОЗОЦИИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ ХЛОРИД-ГИДРИДНЫХ РЕАКТОРАХ ДЛЯ ПРИЗВОДСТВА ПОДЛОЖЕК НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Ю.Т. Ребане[1]***, Ю.С. Леликов***[1]***, Р.И. Горбунов***[1]***, А.С. Зубрилов***[1]***, Н.И. Бочкарева***[1]***,***
В.В. Вороненков[2]***, Ф.Е. Латышев***[3]***, А.И. Цюк***[2]***, Ю.Г. Шретер***[1*]
[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26, 194021,
Санкт-Петербург, тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.
Политехническая ул., 29, 195251, Санкт-Петербург
[3]НИИ Физики им. В.А. Фока Физического факультета СПбГУ.
Ульяновская ул., 1, 198504, Санкт-Петербург

Хлорид-гидридный метод (HVPE) является одним из основных методов получения эпитаксиальных подложек нитрида галлия. Существенной проблемой при выращивании подложек этим методом является паразитная депозиция *GaN* на носиках подводящих труб, поставляющих реагенты *GaCl* и NH_3 в реакционную камеру вертикального HVPE реактора. Для борьбы с паразитной депозицией обычно используют обдувку подводящих труб нейтральным газом N_2. Такая обдувка позволяет существенно уменьшить, а иногда и полностью подавить паразитную депозицию. Однако, степень подавления паразитной депозиции оказывается зависящей от массовых потоков реагентов, и при малых потоках паразитная депозиция опять проявляется в полной мере. В современных вертикальных HVPE реакторах появление паразитной депозиции обычно связывают с развитием турбулентности в газовых потоках.

В нестоящей работе мы моделировали развитие турбулентности в газовых потоках вертикального HVPE реактора, и исследовали причины появления паразитной депозиции на носиках подводящих труб и в обдувочной трубе. Схема исследованного реактора представлена на Рис.1.



(a) (b)

Рис.1. Схема вертикального HVPE реактора.
a - вариант реактора со свободным пространством над Ga-лодочкой
b - вариант реактора с разбитым на отсеки пространством над Ga-лодочкой

Проведенное численное моделирование газовых потоков показало, что для уменьшения паразитной депозиции необходимо подавить вихревое движение газов в реакционной камере и подводящих трубах. Для этого достаточно согласовать скорости потоков в подводящих и обдувочной трубах. Вклад конвекции в возникновение вихрей в реакционной камере и в районе носиков подводящих труб несущественен, поскольку градиент температуры в этой области мал.

Однако, для подавления паразитной депозиции этого не достаточно, поскольку развитая конвекция в свободным пространстве обдувочной трубы над Ga-лодочкой, удаленном от реакционной камеры, может также приводить к паразитной депозиции из-за затягивания реагентов в обдувочную трубу, Рис 1a. Такое затягивание реагентов на длину ΔL ~ 1 см мы наблюдали при увеличении диаметра верхнего отрезка обдувочной трубы над Ga-лодочкой.

Для уменьшения паразитной депозиции в обдувочной трубе нами был сконструирован вариант HVPE-реактора с разбитым на отсеки пространством над Ga-лодочкой, в котором конвекция в верхней части реактора над лодочкой была существенно подавлена, Рис.1b. Однако, экспериментальное исследование показало, что паразитная депозиция в модифицированном реакторе изменилась незначительно.

Для выяснения вклада конвекционных скачков давления в паразитную депозицию было проведено численное моделирование и найдено, что соответствующие флуктуации давления составляют ΔP ~ 1 Па и не могут быть ответственными за наблюдаемое затягивание реагентов в подводящие трубы.

Действительно, длину высаживания паразитной депозиции ΔL при затягивании реагентов в обдувочную трубу можно оценить как $\Delta L \approx L^* \Delta P/P$, где P –давление в реакторе, $L^* = L_1 + L_2(T_1/T_2)(S_2/S_1)$ – эффективная длина подводящей трубы, L_1 и L_2 – длины нижнего и верхнего отрезков трубы, а S_1 ,S_2 и T_1, T_2 – соответствующие площади сечения и температуры. В нашем реакторе L^* =288 cm и давление равно атмосферному, поэтому длина высаживания паразитной депозиции ΔL ~ 1 см требует ΔP ~ 350 Па, что значительно превышает перепады давления из-за конвекции ΔP ~ 1 Па.

Другой причиной затягивании реагентов в обдувочную трубу могут быть флуктуации средней температуры в верхней части обдувочной трубы из-за нестабильности нагрева газов. Нестабильный во времени нагрев газа дает $\Delta L \approx L^* \Delta T /T$. Величина перепада средней температуры во времени, необходимая для объяснения длины паразитной депозиции ΔL = 1 cm, равна $\Delta T /T \approx 1/288 = 0.0035$ или $\Delta T \approx 3$ K. Проведенные оценки показали, что такие флуктуации температуры вполне возможны, и это позволяет сделать вывод о связи наблюдаемого затягивания реагентов в обдувочную трубу с флуктуациями средней температуры в ее верхней части.

Из проведенного анализа можно заключить, что для подавления паразитной депозиции следует:

1. Согласовать скорости потоков в подводящих и обдувочной трубах.
2. Ликвидировать свободный объем в верхней части обдувочной трубы.
3. Исключить резкие внешние тепловые воздействия на реактор.
4. Использовать внутренние трубы из материалов, поглощающих тепловое излучение.

WAYS TO SUPPRESS PARASITIC DEPOSITION IN VERTICAL HVPE REACTORS FOR GROTH GALLIUM NITRIDE SUBSTRATES

***Y.T. Rebane*[1], N.I. Bochkareva[1], V.V. Voronenkov[2], R.I. Gorgunov[1], Ph.E.Latyshev[3], Y.S. Lelikov[1], A.S. Zubrilov[1], A.I. Tsuk[2], Y.G. Shreter[1*]**

[1]A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29, 195251, St. Petersburg
[3]V.F.Fock Institute of Physics St.Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1, 198504, St. Petersburg

Origin of parasitic deposition in vertical HVPE reactor is studied. It is found that the pressure fluctuations related to convection has practically no contribution, whereas fluctuations in average temperature in upper part of gas tubes contribute strongly to parasitic deposition. Several ways to suppress parasitic deposition have been suggested.

HVPE TECHNOLOGY AND REACTOR TO PRODUCE GaN SUBSTRATE MATERIALS

A. Usikov*[*], *N. Singh, V. Soukhoveev, O. Kovalenkov, A. Syrkin, V. Ivantsov,
T. Cornish, B. Scanlan, and L. Leung
Technologies and Devices International an Oxford Instruments Company, 12214 Plum Orchard Dr.,
Silver Spring, MD 20904, USA, *e-mail: alexander.usikov@oxinst.com

GaN substrate materials are getting much attention because they provide defect reduction and improvement of the optoelectronic and electronic device performance. Due to difficulties in growing, bulk GaN substrates are not widely available for device developers. Hydride vapor phase epitaxy (HVPE) is well known as a fast deposition technique to grow low-defect thick GaN materials used as substrates for fabrication of optoelectonics and high power electromics devices. HVPE has also been considered as an enabler for manufacturing full-device structures [1, 2]. This wide range-growth-rate technique can produce high-quality epitaxial layers, including those with excellent n- and p-type doping, at thicknesses that vary from a few nanometers to several millimeters [3, 4].

Oxford Instruments – TDI, Inc. has recently developed a commercial HVPE reactor capable of growing thick GaN on multiple substrates and of different sizes during a process run. In this work we report on the in-depth characterization of the multi wafer HVPE system in terms of material quality and reproducibility of thick GaN/sapphire template substrates.

Thick template substrate is a way for fabrication substrate materials with close crystal lattice and thermal expansion match to the device structures. Thick template substrates provide better thermal management in the upper grown device structures, easier GaN liftoff and handling with free-standing GaN material. Thick template substrates allow polishing and slicing if necessary. HVPE-fabricated template substrates are much more cost effective substrate solution for Solid State Lighting. Low defect thick GaN material enables to improve the "conventional" high brightness LED efficiency. Other capability opens the way to cost effective high efficiency "all HVPE" visible and UV LED manufacturing technology.

The GaN growth process was performed at 1000-1050^{o}C at atmospheric pressure in an argon ambient with metallic Ga as the source material, and HCl and NH_3 as the active gases. The growth rate and V/III ratio was approximately 1-4 μm/min and 1-50, respectively. A high capacity Ga source was developed to allow the growth of thick GaN layers without frequent refilling of the source metal. Depending on growth conditions, up to 700 μm of GaN can be grown utilizing developed Ga source without re-filling. 2-inch, 3-inch-, 4-inch, and 6-inch sapphire were used as substrates.

Grown wafers have mirror-like surface without pinholes and cracks. Table 1 demonstrates thickness and XRD data measured within the batch consisting of seven 2-inch wafers (f 7×2-inch). Thickness deviation is 3.9 % within the batch. The wafers had pretty good crystalline quality. For 123 μm thick GaN layer X-ray rocking curve full width at half maximum (FWHM) was 116 arcsec and 179 arcsec for symmetric (00.2) and asymmetric (10.2) reflections, respectively. The data correspond to dislocation density in the low 10^{7} cm^{-2} range. Fig.1 shows view of two 120 μm thick GaN wafers fabricated on 100-mm c-plane sapphire The surface is smooth without pyramids and pin holes.

Surface roughness (rms) measured by atomic force microscopy (AFM) using 10 μm x 10 μm scan was 0.48 nm for 110 μm thick GaN layer and 0.385 nm for 50 μm thick GaN layer grown on 2-inch sapphire. Atomic steps were clearly seen in the AFM image.

Table 2 demonstrates run to run reproducibility of thickness and X-ray rocking curves FWHM in 100 mm thick GaN layer grown on 3-inch c-plane sapphire substrates. Fig.2. shows thickness distribution measured over 3-inch GaN/sapphire wafers fabricated in three separated runs. Thickness deviation is 2-6%. Other parameters of thick GaN layer grown on large area sapphire will be presented. Self-separations of thick GaN layer during cooling down will be also discussed.

Sample #	Thickness µm	X-ray FWHM, arc sec	
		(00.2)	(10.2)
1	117.3	134	156
2	115.8	133	175
3	123.4	116	179
4	115.9	139	175
5	119.5	148	214
6	124.7	157	182
7	124	158	217

Table 1: Thickness and XRD data variation within the batch of 7×2-inch wafers.

Wafer	Thickness µm	X-ray FWHM, arc sec	
		(00.2)	(10.2)
A1	98.0	116	117
A2	97.9	114	140
A3	97.0	119	147
B1	107.8	121	125
B2	103.8	124	145
B3	101.2	123	146

Table 2: Run to run reproducibility of thickness in 100 µm thick GaN layer grown on 3-inch c-plane sapphire substrates.

Fig.1: Large area wafer capability. View of two 120 µm thick GaN wafers fabricated on 100-mm c-plane sapphire.

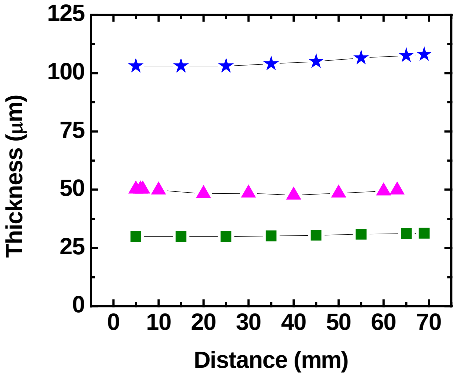


Fig.2: Thickness distribution measured over 3-inch GaN/sapphire wafers fabricated in three separated runs.. Thickness deviation is 2-6%. .

[1] A.V. Sampath, et al., “n-InGaN/p-GaN single heterostructure light emitting diode with p-side down.”, Appl. Phys. Lett. 93, 133505 (2008).

[2] G.A. Smith, et al., “341 nm emission from hydride vapor-phase epitaxy ultraviolet light-emitting diodes”,. J. Appl. Phys. 95, p. 8247 (2004).

[3] A. Usikov, et al., “Novel HVPE technology to grow nanometer thick GaN, AlN, AlGaN layers and multi-layered structures “,Phys.Stat.Sol. (c) 4, (2007) 2301-2305.

[4] A. Usikov, et al., “P-Type GaN Epitaxial Layers and AlGaN/GaN Heterostructures With High Hole Concentration and Mobility Grown by HVPE”. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 831 (2005) E8.28, p.453-457.

МОЩНЫЕ СИНИЕ СВЕТОДИОДЫ InGaN – ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Д.А.Закгейм**[1,2*]*****, А.С.Павлюченко*****[1,2]*****, Д.А.Бауман*****[2]***
[1] Физико-Технический Институт им.А.Ф. Иоффе РАН,
Политехническая ул. 26, 194021 Санкт-Петербург, e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru
[2]ЗАО “ЭПИ-Центр”, пр.Энгельса, д.27, 194156 Санкт-Петербург

На настоящий момент внутренняя квантовая эффективность светодиодных гетероструктур на основе InGaN синего спектрального диапазона на малых токах накачки у всех ведущих мировых производителей приближается к 100%. Об этом свидетельствует, в частности, тот факт, что при понижении температуры эффективность светодиодов практически не возрастает [1]. Однако, два основных фактора все еще лимитируют возможности создания на основе таких светодиодов высокоэффективных мощных источников света:

- Эффект полного внутреннего отражения на границе GaN/подложка и подложка/окружающая среда не позволяет достичь высоких (близких к 100%) значений эффективности вывода света из светодиодного кристалла.
- Эффект падения эффективности с ростом тока накачки (т.н. “efficiency droop”) ограничивает диапазон рабочих токов светодиодов и, тем самым, диапазон выходных оптических мощностей.

На преодоление этих проблем направлены в настоящее время основные усилия исследовательских коллективов во всем мире. Так, предложено множество способов повышения эффективности вывода света из светодиодного кристалла путем создания на одном или нескольких интерфейсах микрорельефа, рассеивающего свет и, тем самым, позволяющего в той или иной степени преодолеть эффект полного внутреннего отражения. Как правило, эти способы (рост на профилированных подложках, lift-off подложек с последующим химическим травлением, создание фотонных кристаллов) используют дополнительные пре- или пост-ростовые операции в технологической цепочке создания светодиодного кристалла. В своей работе мы предлагаем для этих целей использование специальных пористых слоев, выращиваемых на сапфировой подложке непосредственно в MOCVD процессе роста самой гетероструктуры [2]. Применение разработанной технологии позволяет на 20-25% увеличить эффективность вывода света из светодиодного кристалла флип-чип конструкции.

Относительно причины падения эффективности InGaN светодиодных гетероструктур с ростом тока накачки в мире до сих пор идут споры. В то же время, наиболее убедительной на данный момент нам представляется предположение о лимитирующей роли Оже-рекомбинации, чей вклад в общую скорость рекомбинации начинает преобладать при высоких концентрациях носителей в активной области, впервые предложенное исследователями из Phillips-Lumileds. В той же работе для решения этой проблемы ими предлагалось использовать в качестве активной области светодиодных гетероструктур относительно толстые слои InGaN вместо квантовых ям. Однако, такое решение сопряжено с серьезными технологическими трудностями – из-за большого рассогласования постоянных решетки вырастить достаточно толстый низкодефектный слой InGaN на GaN не удается. Вместо этого, мы в своей работе предлагаем использование с той же целью короткопериодных решеток InGaN/GaN. Применение таких решеток с толщиной барьеров порядка толщины самих квантовых ям позволило существенно уменьшить падение квантовой эффективности гетероструктуры с ростом накачки. При такой толщине барьеров, носители успевают туннелировать из квантовой ямы, ближайшей к p-n переходу в нижележащие ямы и, тем самым, их концентрация при той же плотности тока накачки оказывается ниже, чем в ”традиционных” многоямных структурах, где барьеры туннельно не прозрачны.

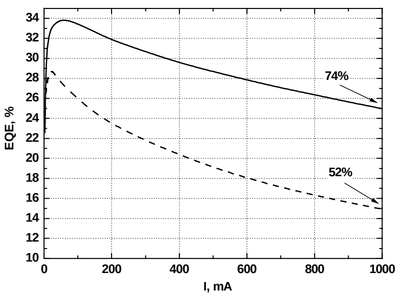


Рис.1. Зависимость внешней квантовой эффективности для светодиодов на основе модифицированной (сплошная линия) и стандартной (пунктир) гетероструктур.

Рис.1 иллюстрирует эффект применения 4-х ямной активной области с туннельно-прозрачными барьерами в сравнении с реперной активной областью, состоящей из 5 квантовых ям, разделенных барьерами 8 нм. Представленные на рисунке зависимости измерены на светодиодах, изготовленных из кристаллов типа МК-24 с площадью активной области ~1мм^2 [4]. Длина волны излучения светодиодов составляет 450 нм. Как видно из рисунка, падение эффективности к току 1А (~100 А/см^2) в модифицированной структуре составляет 26% от максимальной величины против 48% в стандартной структуре. При этом максимальное значение внешней квантовой эффективности в светодиодах на основе гетероструктуры с туннельно-прозрачными барьерами (34%) также заметно превосходит максимум эффективности стандартных образцов (28.5%).

Таким образом, использование предложенных в работе модификаций InGaN светодиодной гетероструктуры позволило создать мощные синие (450 нм) светодиоды с внешней квантовой эффективностью более 30% на рабочем токе 350 мА.

[1] А.С.Павлюченко, И.В.Рожанский, Д.А.Закгейм, ФТП **43**(10), 1391(2009)
[2] D.A. Zakheim, A.S.Pavluchenko, D.A.Bauman, Abstracts of 8-th International Conference on Nitride Semiconductors, October 18-23, 2009, ICC Jeju, Korea, p.1389 (2009)
[3] C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner, A. Munkholm, and M. R. Krames APL **91**, 141101 (2007)
[4] Д.А.Закгейм, И.П Смирнова, И.В.Рожанский, С.А.Гуревич, М.М.Кулагина, Е.М Аракчеева, А.Л.Закгейм, Е.Д.Васильева, Г.В.Иткинсон. ФТП, **39** (7), 885 (2005).

HIGH-POWER BLUE InGaN LEDS – WAYS TO INCREASE EFFICIENCY

***D.A.Zakheim*[1,2*], *A.S.Pavluchenko*[1,2], *D.A.Bauman*[2]**
[1] A.F.Ioffe Physico-Technical Institute,
Polytechnicahskaya 26, 194021 Saint-Petersburg, e-mail: mitya@quantum.ioffe.ru
[2]Joint-Stock Company “Epi-Center”, Engelsa 27, 194156 Saint-Petersburg

In this work two main approaches improving external quantum efficiency of high-power blue InGaN LEDs are proposed. First, we suggest using thin barriers between QW in the active region to enable carrier tunneling between QWs, thus decreasing carrier concentration at given pumping. This leads to the minimization of the impact of non-radiative Auger-recombination on the device efficiency. Another suggestion is the modification of the MOCVD growth technique so as to produce submicron size air pores at the substrate/semiconductor interface. The porous layer scatters the generated light and increases the light extraction efficiency up to 20-25%. Utilizing these modifications, 450 nm LEDs having external efficiency >30% at 350mA were demonstrated.

ТУННЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ПАДЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ В GaN-СВЕТОДИОДАХ

***Н.И. Бочкарева*[1], *В.В. Вороненков*[2], *Р.И. Горбунов*[1], *А.С. Зубрилов*[1], *Ю.С. Леликов*[1], *Ф.Е. Латышев*[3], *Ю.Т. Ребане*[1] *А.И. Цюк*[2], *Ю.Г. Шретер*[1]*.**

[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26,
194021, Санкт-Петербург, +7(921)9606185, e-mail: shreter@peterlink.ru ;
[2] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.
Политехническая ул., 29, 195251, Санкт-Петербург
[3]НИИ Физики им. В.А. Фока Физического факультета СПбГУ.
Ульяновская ул., 1, 198504, Санкт-Петербург

Ключевая проблема мощных светодиодов – падение квантовой эффективности с ростом плотности тока выше j = 0.4 - 4 А/см^2. Несмотря на то, что в течение последнего десятилетия этот эффект привлекает к себе внимание, единый взгляд на его механизм в литературе отсутствует.

Цель работы состояла в выяснении механизма падения внешней квантовой эффективности с ростом тока в коммерческих светодиодных структурах с AlGaN/InGaN/GaN квантовыми ямами. Квантовая эффективность голубых светодиодов фирмы Nichia с одиночной квантовой ямой $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/In_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$ исследовалась в области температур 77 - 300 K.

Наши исследования показали, что внешняя квантовая эффективность как функция тока $\eta(J)$ имеет максимум во всем исследованном температурном диапазоне. При понижении температуры максимум сдвигается в область малых токов, а максимальная эффективность увеличивается. Обнаружено, что падение эффективности начинается практически при одном и том же напряжении $U_{max} \approx 2.9$ В при различных температурах (рис. 1 (a)). Это позволяет сделать важный вывод, что падение эффективности определяется не током, а напряжением, приложенным к структуре.

При напряжении U_{max} разность электронного и дырочного квазиуровней Ферми, равная $\Delta F = qU_{max} \approx 2.9$ эВ, близка к эффективной ширине запрещенной зоны ($E_{g,InGaN}$) или порогу подвижности (E_{me}) в активном слое $In_{0.2}Ga_{0.8}N$ квантовой ямы, составляющих $E_{me} \equiv E_{g,InGaN} = 2.89$ эВ. Вблизи этого же напряжения $U_{max} \approx 2.9$ В наблюдается также уменьшение наклона $\log I - V$-характеристик. Так, при комнатной температуре фактор идеальности, определенный с учетом резистивных потерь, при $U > U_{max}$ увеличивается от $n = 1.4$-2, характерного для термоактивационного механизма прохождения тока, до $n = 4.4$, характерного для туннельного механизма. Отсюда следует, что падение эффективности наблюдается при напряжениях, когда транспорт носителей через структуру определяется туннелированием, а не тепловой диффузией. Полученные результаты трудно связать с Оже-рекомбинацией или “перелетом” электронов “над” квантовой ямой и их инжекцией в *p*-область структуры.

Нами будет представлена туннельная модель транспорта носителей в структурах с квантовой ямой, позволяющая описать наблюдаемые *I-V*-характеристики и понять механизм падения квантовой эффективности при напряжениях $U > U_{max}$. Модель учитывает влияние на внутреннюю квантовую эффективность туннельных переходов носителей из квантовой ямы на глубокие дефектные состояния в барьерах с последующей безизлучательной рекомбинацией на этих центрах. Модель учитывает также влияние на эффективность инжекции в квантовую яму (при $U > U_{max}$) “избыточного” туннельного тока утечки ”под“ квантовой ямой через глубокие состояния в барьерных слоях *n*-GaN и *p*-AlGaN.

Согласно предлагаемой модели, при $U > U_{max}$ время жизни носителей, локализованных в хвостах плотности состояний активного слоя InGaN, зависит не только от энергии локализации, но и от приложенного напряжения. Когда мы прикладываем напряжение, изменяя квазиуровни Ферми и спрямляя зоны в структуре, дно зоны проводимости квантовой ямы сканирует плотность глубоких состояний в барьере *p*-AlGaN от более глубоких состояний при малых напряжениях к более мелким состояниям при больших напряжениях. Из-за более высокой плотности более мелких состояний вероятность туннелирования из квантовой ямы возрастает. При этом время жизни локализованных носителей и внутренняя квантовая эффективность уменьшаются с напряжением.

Для проверки этой модели нами проведены измерения квантовой эффективности для различных участков спектра. Рис. 1 (b) иллюстрирует поведение эффективности излучения фотонов с энергией $h\nu$ при повышении напряжения. При этом $\eta_{h\nu}(U) \equiv I_{h\nu}(U)/J(U)$ можно определить как спектральную эффективность, равную числу излучаемых фотонов с энергией $h\nu$ при протекании во внешней цепи одного электрона ($I_{h\nu}$ – интенсивность излучения фотонов с энергией $h\nu$). Зависимости $\eta_{h\nu}(U)$ получены из серии спектров электролюминесценции при прямых смещениях.

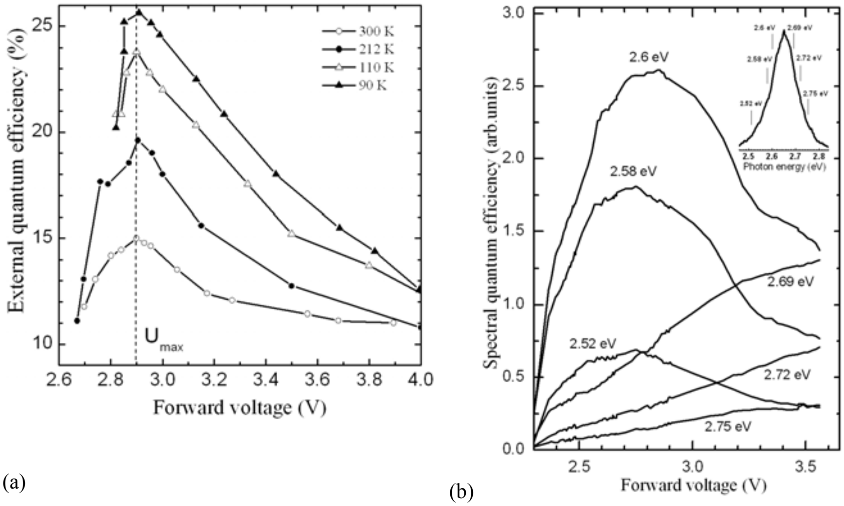


Рис.1. Зависимости внешней квантовой эффективности от напряжения в температурном диапазоне 90-300 К (a); Зависимости спектральной эффективности электролюминесценции ($\eta_{h\nu}$) от напряжения. На вставке: спектр излучения при напряжении $U = 3.6$ В и токе J=20 мА (b).

Пример спектра, использованного для расчета зависимостей $\eta_{h\nu}(U)$, представлен на вставке. Анализ зависимостей $\eta_{h\nu}(U)$ позволил сделать вывод, что причиной падения эффективности с напряжением являются как туннельные переходы носителей из квантовой ямы на глубокие состояния в барьерах, так и уменьшение эффективности инжекции носителей в квантовую яму в результате роста “избыточного” туннельного тока утечки “под” квантовой ямой через дефектные состояния в барьерах.

TUNNELING MECHANISM OF EFFICIENCY DROOP IN GaN LIGHT-EMITTING DIODES

N.I. Bochkareva[1], ***V.V. Voronenkov***[2], ***R.I. Gorbunov***[1], , ***A.S. Zubrilov***[1],
Y.S. Lelikov[1], ***F.E. Latyshev***[3], ***Y.T.Rebane***[1], ***A.I. Tsuk***[2], ***Y.G. Shreter***[1*]
[1]A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone +7 (921) 9606185, e-mail: shreter@peterlink.ru ;
[2] St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29, 195251, St. Petersburg
[3]V.F.Fock Institute of Physics St.Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1, 198504, St. Petersburg

The quantum efficiency of GaN-based light-emitting diode structures is investigated at temperatures 77-300 K. It is found that mechanism of efficiency drop is not related with value of current through LED structure, but is determined by applied voltage. Efficiency starts to drop practically at the same voltage value $U_{max} \approx 2.9$ V at different temperatures, when electron and hole quasi-Fermi levels reach the bottom of conduction band and the top of valence band in QW respectively. It is shown that external quantum efficiency droop is related to reduction of internal quantum efficiency due to tunneling leakage of carriers from quantum well to defect states in barriers, and reduction of injection efficiency due to shunting of QW by “excess” tunneling current under quantum well through deep defect states in barriers.

ВКЛАД ОЖЕ-РЕКОМБИНАЦИИ В ПАДЕНИЕ ВНЕШНЕЙ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ КВАНТОВЫХ ЯМ InGaN

***Е.В. Богданова*[1], *Б.Я. Бер*[1], *А.А. Грешнов*[1]*, *А.Л. Закгейм*[1], *Г.Г. Зегря*[1], *Д.Ю. Казанцев*[1],**
***З.Н. Соколова*[1], *А.С. Павлюченко*[1], *А.Е. Черняков*[1], *Н.М. Шмидт*[1], *Е.Б. Якимов*[2]**
[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе. Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)4567890, e-mail: a_greshnov@hotmail.com;
[2] Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов.
Институтская, 6, 142432, Черноголовка.

Падение внешней квантовой эффективности светодиодов на основе квантовых ям $In_xGa_{1-x}N/GaN$ при плотностях тока инжекции j>10 A/см^2 является одной из основных причин, тормозящих их применение для решения проблемы энергосберегающего освещения. Было предложено несколько механизмов падения эффективности с током, однако единой точки зрения до сих пор не выработано [1]. В данной работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование физических процессов, приводящих к падению внешней квантовой эффективности InGaN светодиодов. Для выяснения общих закономерностей были проведены комплексные исследования нескольких партий синих (λ~450-460nm, x~0.2) светодиодов, изготовленных ЗАО “Светлана-Оптоэлектроника” и коммерческих светодиодов фирмы Cree, включавшие анализ спектров электро- и фотолюминесценции, вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик в диапазоне температур от 100 до 400K. Исследованные светодиоды имели максимальную эффективность от 15 до 40%. Было выполнено исследование профилей распределения компонент твердого раствора InGaN и легирующих примесей методом вторичной ионной масс-спектрометрии.

Проведенный анализ позволил исключить ведущую роль большинства из предполагаемых причин падения внешней квантовой эффективности с током, таких как безызлучательная рекомбинация с участием точечных дефектов, локальные перегревы и встроенные пьезоэлектрические поля. Наиболее подходящим кандидатом для объяснения спада эффективности является согласно работе [2] механизм безызлучательной Оже-рекомбинации. В этом случае должен наблюдаться спад квантовой эффективности по закону $\eta(j)\sim j^{-b}$, b=1. На рис.1 представлены зависимости внешней квантовой эффективности от плотности тока, из которых видно, что для всех исследованных светодиодов 0.2<b<0.3. Для теоретической оценки времен Оже-рекомбинации в светоизлучающих структурах с квантовыми ямами InGaN мы использовали стандартное выражение [3], для простоты пренебрегая обменным вкладом:

$$R = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{1,2,3,4} f_1 f_2 (1-f_3)(1-f_4)|\langle 12|\frac{e^2}{\epsilon r}|34\rangle|^2 \delta(E_1+E_2-E_3-E_4)$$

Выполненная нами оценка темпа Оже-рекомбинации в модели однородных квантовых ям $In_{0.2}Ga_{0.8}N$ показывает, что при плотностях тока накачки j~(10-100)A/cm^2 время $\tau_{Auger}>10^{-8}$s, т.е. как минимум на порядок больше времени излучательной рекомбинации. Такое соотношение времен обусловлено сильной зависимостью темпа Оже-рекомбинации R от ширины запрещенной зоны материала активных слоев, а именно $R_{2D}\sim Eg^{-6}$. Таким образом, стандартные механизмы Оже-рекомбинации в квантовых ямах [4] (пороговый, квазипороговый и беспороговый каналы Оже-рекомбинации) не годятся для объяснения падения с током квантовой эффективности нитридных светоизлучающих структур.

Хорошо известно, что латеральная структура нитридных слоев является сильно неоднородной с большим количеством флуктуаций состава твердого раствора и протяженных дефектов [5]. При этом типичная плотность дислокаций на 5 порядков выше, чем в традиционных материалах типа GaAs. Очевидно, что зонная структура вблизи системы протяженных дефектов сильно деформирована, и можно предполагать наличие большого числа узкозонных нановключений, например наноостровков материала InN, запрещенная зона которого составляет 0.7eV. В этом случае (локальный) темп Оже-рекомбинации усиливается на 2-3 порядка благодаря двум факторам: более сильному (“нульмерному”) пространственному ограничению (что приводит к зависимости $R\sim Eg^{-4.5}$) и узкозонности материала. Оценка показывает, что потери на безызлучательную рекомбинацию сравниваются с излучаемой мощностью, когда доля узкозонных нановключений (Eg~0.7eV, d~5nm) становится порядка 0.1%. Учитывая, что локальные времена Оже-рекомбинации на таких нановключениях на два порядка меньше, чем излучательные, в спектрах электролюминесценции эти области могут проявляться с весом ~10^{-5}, что находится за пределами точности типичных спектральных измерений.

Таким образом, Оже-рекомбинация вблизи характерных для нитридов пространственных неоднородностей и системы протяженных дефектов является достаточно вероятным механизмом потерь, снижающих эффективность работы светодиодов синего спектрального диапазона. При этом относительно слабый характер падения квантовой эффективности с током, $\eta(j)\sim j^{-b}$, b=0.2-0.3, объясняется, по-видимому, неквазиравновесным заполнением носителями флуктуаций состава твердого раствора InGaN. Конечно, нельзя исключать и существенную роль других механизмов, например инжекционных потерь.

[1] X. Ni et al.. Appl. Phys. Lett., **93**, 171113 (2008).

[2] Y.C. Shen et al.. Appl. Phys. Lett., **91**, 141101 (2007).

[3] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. - С. Петербург: Издательство ПИЯФ РАН, 1997.

[4] Г.Г. Зегря, А.С. Полковников. ЖЭТФ, **113**, 1491 (1998).

[5] A.E. Chernyakov, M.M. Sobolev, V.V. Ratnikov, N.M. Shmidt, E.B. Yakimov. Superlat. Microstr., **45**, 301 (2009).

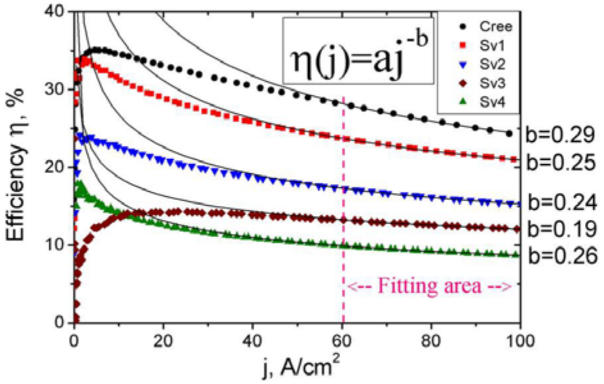


Рис.1. Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока накачки для пяти светоизлучающих структур и их степенная аппроксимация.

AUGER RECOMBINATION CONTRIBUTION TO THE EFFICIENCY DROOP OF BLUE InGaN MQW BASED LEDS

B.Ya. Ber*[1]*, A.A. Greshnov*[1], ***A.L. Zakgeim*[1]*, G.G. Zegrya*[1]*, D.Yu. Kazanzev*[1]*,***
***Z.N. Sokolova*[1]*, A.S. Pavluchenko*[1]*, A.E. Chernyakov*[1]*, N.M. Shmidt*[1]*, E.B. Yakimov*[2]**
[1]A.F. Ioffe Physico-Technical Institute. Polytechnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg,
phone. +7(812)2927367, e-mail: a_greshnov@hotmail.com;
[2] Institute of Microelectronics Technology. Institutskaya, 6, 142432, Chernogolovka.

The effect of efficiency droop with injection current in InGaN blue LEDs is studied using a complex of different experimental techniques and theoretical analysis. A series of MQW InGaN samples grown by ZAO "Svetlana-Optoelectronics" have shown the peak efficiencies close to the values of the leading companies. We have fitted η(j) curves presented in Fig.1 by power law and deduced the index b which was between 0.2 and 0.3. Also we have estimated Auger recombination rate assuming the model of the homogenious InGaN and deduced characteristic time τ_{Auger} to be greater than 10^{-8}s, i.e. an order of magnitude higher than radiative recombination time. However, taking into account numerous lateral inhomogeneties typical for the nitrides changes this ratio dramatically. Namely, assuming only 0.1% of the area to be filled by the narrow-bandgap nanoislands (Eg~0.7eV, d~5nm) we obtain the comparable values of the effective radiative and non-radiative rates (i.e. η~50%). In conclusion, we consider Auger recombination in the vicinity of the lateral inhomogeneties and extended defect system as a probable mechanism behind the efficiency droop.

ОБЗОР РАЗРАБОТОК ТЕХНОЛОГИИ НИТРИДНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ В ЗАО «СВЕТЛАНА-РОСТ»

А.Э. Бырназ, А.Л. Дудин, А.В. Найденов, С.В. Кокин, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров*, И.С. Ткаченко, В.П. Чалый
ЗАО «Светлана- РОСТ». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)7021308, e-mail: petrov@semiteq.ru;

Одним из наиболее динамично развивающихся направлений при разработке и создании приборов на основе нитридов металлов третьей группы являются мощные СВЧ-транзисторы. Полный цикл создания нитридного транзистора включает в себя следующие основные этапы: выбор подложки, выбор конструкции гетеросруктуры, рост гетероструtуры, разработка топологии, планарные операции (создание приборной топологии), утонение приборной структуры со стороны подложки, резка на чипы и корпусирование.

В настоящем докладе представлены результаты текущих разработок на различных этапах создания нитридного транзистора. В качестве подложек были использованы все основные виды, применяемые при росте нитридов для транзисторов: сапфир, полуизолирующий SiC, темплейт AlN/SiC и полуизолирующий кремний. Кроме того, были получены определенные успехи при создании собственных темплейтов, включающих «толстые» переходные слои AlN или AlGaN на n-SiC, на которых выращены транзисторные структуры и получены транзисторы, о чем на настоящей конференции будет сделан отдельный доклад. Выбор конструкции основывается на концепции двойной гетероструктуры, позволяющей сбалансировать механические напряжения, увеличить электронное ограничение и минимизировать эффект уменьшения тока транзистора при работе в СВЧ-режиме («коллапс» тока). Концепция двойной гетероструктуры для нитридного транзистора была выбрана нами в 2003 г. и с тех пор сделаны существенные шаги по ее оптимизации, о результатах которых сообщалось на предыдущих конференциях [1]. (На настоящей конференции будет представлен отдельный доклад о влиянии конструкции эпитаксиальной структуры на свойства нитридного транзистора). Следует отметить, что указанная концепция в последние годы принята на вооружение уже целым рядом ведущих зарубежных разработчиков и производителей, таких как Picogiga, III-V labs (обе- Франция), QinetiQ (Великобритания), Linkoping University (Швеция), Fujitsu (Япония), IAF (Германия), IMEC (Бельгия) и др.

Приборная топология (мощного транзистора и широкополосного усилителя), используемая нами, была разработана ОАО «ВНИИРА» по правилам проектирования, учитывающим технологические особенности маршрута ЗАО «Светлана-Рост». Кроме того, нами были разработаны тестовые модули, включающие в себя ряд элементов для тестирования структур в статическом и СВЧ-режимах. Планарные операции, включающие нанесение и вжигание омических контактов, травление меза изоляции и нанесение затворов с проектной нормой 1 мкм, были проведены на пост-ростовом участке, имеющем 4-6 класс по Р ИСО 14644. Основное направление разработки пост-ростовой технологии на данный момент- это уменьшение ширины затвора. В настоящий момент получены затворы с шириной 0,5-1 мкм. Разработаны технологии утонения приборных гетероструктур на всех перечисленных видах подложек до толщины 50-100 мкм (что необходимо для обеспечения теплоотвода), а также резки пластин на чипы. В настоящее время ведется оптимизация теплоотвода и разработка технологии корпусирования.

В результате получены следующие рекордные для России результаты в приборах с длиной затвора 1 мкм: широкополосный усилитель в диапазоне 0,1-3,5 ГГц с выходной мощностью до 2,5 Вт на подложке AlN/SiC, а также мощный нитридный транзистор с выходной мощностью 20 Вт (в импульсном режиме) в С-диапазоне на сапфировой подложке. Транзисторы были подвергнуты комплексным испытаниям надежности в ОКБ «Планета» и выдержали испытания на безотказность в течение 1500 часов при температуре 85^0C. Также испытания показали, что уровень бесперебойной работы для усилителей составляет не менее 150^0C. Все ключевые конструкторско- технологические решения реализованы на базе отечественных разработок и на технологическом оборудовании российского производства.

[1] А.Н. Алексеев и др., Тезисы докладов шестой Всероссийской конференции “Нитриды галлия, индия и алюминия- структуры и приборы”, Санкт-Петербург 18-20 июня 2008, стр. 151

OVERVIEW OF THE NITRIDE TRANSISTOR TECHNOLOGY DEVELOPMENT IN JSC «SVETLANA-ROST»

A.E.Byrnaz, A.L. Dudin, A.V. Naidenov, S.V. Kokin, D.M.Krasovitsky, M.V.Pavlenko, S.I.Petrov*, I.S. Tkachenko, V.P.Chaly
JSC «Svetlana-Rost», p/o box 29, 194156, St. Petersburg,
phone. +7(812)7021308, e-mail: petrov@semiteq.ru;

The broad-band amplifier in band 0,1-3,5 GHz with output power of 2,5 W on AlN/SiC substrate and C-band power microwave transistor with 20 W output power (in pulse mode) on sapphire substrate were realized. Transistors demonstrate reliable work during 1500 hours at temperatures up to 150^{0}C.

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКЦИИ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ НИТРИДНОГО ТРАНЗИСТОРА НА ЕГО СВОЙСТВА

А.Э. Бырназ, А.Л. Дудин, А.В. Найденов, С.В. Кокин, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров*, И.С. Ткаченко, В.П. Чалый
ЗАО «Светлана- РОСТ». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)7021308, e-mail: petrov@semiteq.ru;

Высокомощные и высокочастотные электронные приборы на основе гетероструктур GaN/AlGaN привлекают большое внимание в силу их потенциальных применений. Для получения приборов с высокой эффективностью требуется уменьшение слоевого сопротивления, что подразумевает выращивание гетероструктур с высокой подвижностью электронов в двумерном электронном газе (ДЭГ) при их высокой концентрации. Кроме того, для обеспечения межприборной изоляции и эффективного электронного ограничения канала, буферный слой должен обладать необходимыми изолирующими свойствами. Последнее требование успешно было нами реализовано при использовании двойной гетероструктуры. При этом было обнаружено, что проводимость буферного слоя AlGaN с одинаковым содержанием Al может изменяться в достаточно широком диапазоне в зависимости от конструкции и условий роста на начальных этапах роста. Этот вывод можно распространить на все слои, входящие в гетроструктуру, и на слой GaN в частности. Установлено, что преднамеренно нелегированные слои GaN толщиной 1,5 мкм, выращенные с использованием начальных стадий, обеспечивающих высокое сопротивление, имеют небольшую проводимость n-типа, которая не определяется при помощи измерений методом Холла. Подвижность электронов в слаболегированном GaN в этом случае составляет 400-500 см^2/В$\cdot$с при концентрации $3\text{-}5\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Сопротивление буферного слоя AlGaN с содержанием Al 10% позволяет достигнуть уровня утечек по мезаизоляции менее 1 мкА при приложении напряжения 50 В, что соответствует сопротивлению более 50 Мом. В случае использования начальных стадий, обеспечивающих высокую проводимость подвижность электронов в нелегированном GaN находится на уровне 100 см^2/В$\cdot$с при концентрации около $5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Подвижность электронов в слаболегированном GaN в этом случае составляет 600-650 см^2/В$\cdot$с при концентрации $3\text{-}5\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Такие значения электрофизических параметров находятся в числе лучших значений, достигнутых в мире на сегодняшний день, и свидетельствуют о высоком кристаллическом совершенстве материала. Подобные значения электрофизических пармтеров достигаются при плотности дислокаций в материале на уровне $5\cdot10^{8}$ см$^{-2}$, что подтверждается результатами просвечивающей электронной микроскопии. При этом уровень утечек по мезаизоляции буферного слоя AlGaN с содержанием Al 10% увеличивается до нескольких десятков микроампер при приложении напряжения 50 В. Подвижность двумерного электронного газа (ДЭГ) в многослойных гетероструктурах AlN/AlGaN/GaN/AlGaN при содержании Al в верхнем барьерном слое 30%, выращенных в двух упомянутых режимах находится на уровне 1000-1250 см^2/В$\cdot$с и 1300-1500 см^2/В$\cdot$с при концентрации около 1,6 см$^{-2}$, что соответствует значениям слоевого сопротивления 310-340 Ом/ед. пл. и 270-300 Ом/ед. пл..

Далее рассмотрено влияние барьерного слоя AlGaN на свойства тестовых транзисторов. Установлено, что изменение содержания Al в барьерном слое от 25% до 40% (а в случае квантоворазмерной толщины слоя GaN 5 нм до 50%) приводит к изменению слоевого сопротивления от 420-480 до 220-230 Ом/ед. пл. Изменение профиля легирования барьерного слоя с содержанием Al 25% позволяет уменьшить слоевое сопротивление, однако оно остается на уровне большем, чем для 30% барьерного слоя. Уменьшение слоевого сопротивления приводит к увеличению тока насыщения, однако увеличение содержания Al в барьерном слое выше 30% затрудняет получение омических контактов и требует дополнительной оптимизации режимов термическог отжига. Представлены результаты получения барьерных слоев с «cap»-слоем GaN и барьерных слоев, состоящих из сверхрешетки AlN/GaN. В тестовом транзисторе на основе многослойной гетероструктуры со сверхрешеткой AlN/GaN со средним составом 50% в барьерном слое получены параметры соизмеримые со стандартными структурами, при этом крутизна возрастает более чем в полтора раза за счет возможности уменьшения толщины барьерного слоя при сохранении уровня слоевого сопротивления.

IMPACT OF EPITAXIAL STRUCTURE DESIGN FOR NITRIDE TRANSISTOR ON ITS PROPERTIES

A.E.Byrnaz, A.L. Dudin, A.V. Naidenov, S.V. Kokin, D.M.Krasovitsky, M.V.Pavlenko, S.I.Petrov*, I.S. Tkachenko, V.P.Chaly
JSC «Svetlana-Rost», p/o box 29, 194156, St. Petersburg,
phone. +7(812)7021308, e-mail: petrov@semiteq.ru;

It is found that initial growth regimes and design of AlN/AlGaN/GaN/AlGaN multilayer heterostructure can change its conductivity in wide range from semi-insulator to conducting material. It is used for design of different type's structures: transistor heterostructure with higly insulating buffer or heterostructure in which good conductivity is needed. Furthermore different barrier layers are considered. It is shown that 2DEG sheet resistance can be changed in range from 220 to 480 Ohm/sq. by variation of Al content in barrier layer and its construction. Also, transconductance is increased by more than 50 % using superlattice AlN/GaN in barrier layer.

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ТЕМПЛЕЙТОВ AlN(AlGaN)/n-SiC И ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА НИХ МЕТОДОМ МЛЭ

А.Э. Бырназ, А.Л. Дудин, А.В. Найденов, С.В. Кокин, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко,
С.И. Петров*, *И.С. Ткаченко, В.П. Чалый*
ЗАО «Светлана- РОСТ». пр. Энгельса, д. 27, 194156, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)7021308, e-mail: petrov@semiteq.ru;

Одной из основных проблем в производстве мощных нитридных СВЧ-транзисторов, является теплоотвод от приборов, рассеиваемая мощность которых составляет десятки Ватт. Среди использовавшихся до последнего времени подложек для роста нитридных гетероструктур наилучшие, по соотношению рабочих частот и мощностей, результаты достигаются на подложках полуизолирующего SiC. Их основными недостатками является высокая стоимость и торговые ограничения по ряду параметров, обусловленные практически монопольным положением на рынке основных производителей. Альтернативным представляется подход, предложенный в 2004 г. японской компанией Fujitsu (Япония), основанный на использовании относительно толстых переходных изолирующих слоев AlN на более дешевых подложках SiC n-типа проводимости, использующихся в мире для производства светодиодов на основе GaN. В настоящее время темплейты AlN/SiC уже производятся рядом фирм. Ранее нами были продемонстрированы результаты по получению статических параметров в транзисторах на таких подложках [1]. Кроме того, на настоящей конференции в докладе о нитридных транзисторах сообщается о получении широкополосного усилителя с длиной завтора 1 мкм, работающего на частоте до 3,5 ГГц с выходной мощностью 2,5 Вт на подложке AlN/SiC.

В настоящем докладе приводятся предварительные данные о разработке технологии выращивания «толстых» изолирующих переходных слоев AlN (до 5 мкм) и AlGaN (до 10 мкм), методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Режимы роста отрабатывались на сапфире и затем переносились на подложки n-SiC, при этом из-за различия постоянных решеток и КТР сапфира и карбида кремния требовалась дополнительная оптимизация конструкции переходных слоев.

Одной из основных проблем при получении качественных слоев AlN является обеспечение высокой (более 1000^0C) температуры роста. В настоящей работе гетероструктуры были выращены на установке STE3N2 (Semiteq), специализированной для аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии нитридов III группы. Уникальными особенностями данной установки является расширенный диапазон температур подложки (до 1200^0C) и отношений V/III. На подложках сапфира были получены слои AlN толщиной до 5 мкм. Далее, на этих слоях были выращены транзисторные гетероструктуры и сформированы тестовые транзисторы, параметры которых находятся на уровне транзисторов на стандартных структурах. Слои AlN толщиной 5 мкм были выращены также и на подложках n-SiC. Электрофизические параметры гетероструктур на таких подложках соответствуют уровню гетероструктур на стандартных подложках. О результатах измерения параметров тестовых транзисторов на таких подложках будет доложено дополнительно.

Также был использован и альтернативный вариант, подразумевающий менее экстремальные режимы роста с использованием «толстых» изолирующих слоев AlGaN. Ток насыщения и крутизна тестовых транзисторов на подложках n-SiC с использованием переходных слоев AlGaN находятся на уровне аналогичных параметров на подложках полуизолирующего SiC и AlN/SiC. Пробойные напряжения несколько уступают транзисторам на стандартных подложках (более 80 В) и составляют 30-50 В, что может быть связано с более высоким уровнем утечек по буферному слою. В настоящее время производится оптимизация состава и конструкции слоя AlGaN для увеличения сопротивления буферного слоя.

[1] А.Н. Алексеев и др., Тезисы докладов шестой Всероссийской конференции “Нитриды галлия, индия и алюминия- структуры и приборы”, Санкт-Петербург 18-20 июня 2008, стр. 151

DEVELOPMENT OF GROWTH TECHNOLOGY OF AlN(AlGaN)/n-SiC TEMPLATES AND TRANSISTOR HETROSTRUCTURES ON IT USING MBE

A.E.Byrnaz, A.L. Dudin, A.V. Naidenov, S.V. Kokin, D.M.Krasovitsky, M.V.Pavlenko,
S.I.Petrov*, I.S. Tkachenko, V.P.Chaly
JSC «Svetlana-Rost», p/o box 29, 194156, St. Petersburg,
phone. +7(812)7021308, e-mail: petrov@semiteq.ru;

«Thick» AlN (up to 5 mkm) and AlGaN (up to 10 mkm) layers were grown on n-SiC to obtain templates for nitride transistor growth. Electrophysical parameters of transistor heterostructures on such templates correspond to level of heterostructures on standard substrates. Breakdown voltages of test transistors on heterostructures with «thick» AlGaN layer are quite lower than on standard substrates. It is may be due to higher level of buffer leakage. Now composition and design of buffer layer is optimized to increase its resistance.

InAlN/GaN и (AlN/GaN)/GaN ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

А.В. Сахаров*, ***В.В. Лундин, А.Е. Николаев, Е.Е. Заварин,***
М.А. Синицын, М.А. Яговкина, А.Ф. Цацульников
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021, ул.Политехническая 26, С-Петербург, Россия, *val@beam.ioffe.rssi.ru

В последнее годы полевые транзисторы с высокой подвижностью носителей в канале (HEMT) на основе гетероструктур InAlGaN являются объектом многочисленных исследований и уже становятся коммерчески доступными [1,2]. Большие значения ширины запрещенной зоны, насыщенной скорости электронов, напряжения пробоя хорошая теплопроводность и температурная стойкость позволяют создавать мощныех высокочастотныех транзисторыов с параметрами, превосходящими достижимые в других материальных системах (III-As, Si).

Изначально, HEMT-структура представляла собой одиночный гетеропереход GaN/AlGaN в которой на интерфейсе за счет пиро- и пьезоэлектрических полей формировался двумерный электронный канал. Позднее было показано, что использование тонкого слоя AlN на интерфейсе позволяет существенно подавить рассеягие носителей (что приводит к увеличениюподвижности) и немного поднять концентрацию в канале. К сожалению, в таких структурах существует принципиальное ограничение, связанное с рассогласованием параметров решеток GaN и AlGaN, не позволяющее увеличить концентрацию электронов в двумерном газе выше некоторго предела.

Одним из вариантов увеличения концентрации электронов является использование двухстороннего электронного ограничения, что, как было показано позволяет получить концентрацию электронов 2-3 ×10^{13} см$^{-2}$ [3]. В данной работе рассматриваются альтернативные методы создания структур с двумерным электронным газом с высокой концентрацией носителей, в частности использование сверхрешеток AlN/GaN или слоев InAlN вместо твердого раствора AlGaN.

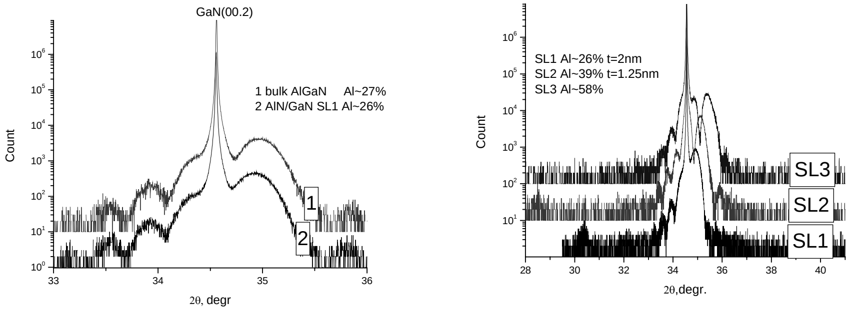
Исследованые структуры выращивались на подложках сапфира и методом газофазной эпитаксии разложением металорганических соединений (ГФЭ МОС) при пониженном давлении. Для роста использовалась модифицированная установка Epiquip VP 50-RP или полупромышленная установка Aixtron AIX2000HT с индуктивно нагреваемым графитовым подложкодержателем. Рост на подложках сапфира производился с использованием специально разработанной методики позволяющей получить буферные слои нитрида галлия с высоким удельным сопротивлением [4].

В качестве базовой была принята ранее разработанная структура GaN/AlN/AlGaN [3] демонстрировавшая концентрацию ~1,2-1,5×10^{13} см$^{-2}$ при подвижности >1000 см^2/В×с при комнатной температуре. На первом этапе однородный слой AlGaN был заменен на сверхрешетку AlN/GaN с той же суммарной толщиной и средним составом (образец SL1), кремнием легировался только GaN. Стоит отметить что в ГФЭ МОС, в отличие от МПЭ рост сверхрешеток сопряжен с дополнительными трудностями связанными с возможной эрозией интерфейсов при переходе от роста GaN к росту AlN. Данная проблема была успешно нами решена путем оптимизации условий роста [4]. Как видно из рисунка 1(а) удалось достичь хорошего совпадения среднего содержания Al и электрофизические параметры структуры также не изменились.

Таблица 1 Электрофизические параметры, измеренные при 300 К для различных структур

	<Al>, %	Подвижность, см^2/В×с	Концентрация, см $^{-2}$	Проводимость, (Ом×см)$^{-1}$
GaN/AlN/AlGaN	27	1050-1100	1.5 ×10^{13}	26-28
GaN/AlN/SL1	26	1060-1100	1.5 ×10^{13}	27-28
GaN/AlN/SL2	39	1010-1040	2.0 ×10^{13}	32-34
GaN/AlN/SL3	58	400-440	2.4 ×10^{13}	16-17

Из сопоставления данных рис. 1(а) и (b) можно расчитать толщины слоев GaN и AlN в сверхрешетке SL1; они составили 1,5 и 0,5 нм, соответственно. На следующих этапах тощина слоя GaN в сверхрешетке уменьшалась до 0,75 (SL2) и 0,375 нм (SL3) при сохранении толщины слоя AlN и соответственном увеличении числа периодов для сохранения общей толщины сверхрешетки. Как видно из рисунка 1(b), средний состав точно отслеживает изменение толщины слоя GaN, при этом в последнем образце по данным рентгеновской диффракции формирование сверхрешетки уже не обнаруживается, также для данного образца наблюдается резкое падение подвижности носителей (таб 1). Несмотря на то что аналогичные структуры были выращены МПЭ [5,6], по нашим данным это первая демонстрация возможности роста короткопериодных сверхрешеток GaN/AlN методом ГФЭ МОС.



(a) (b)

Рис.1 (a) кривые рентгеновской дифракции для структур со слоем AlGaN (1) и AlN/GaN SL1 (2) (b) кривые рентгеновской дифракции для сверхрешеточных структур с различной толщиной GaN

Тройное соединение InAlN представляет большой интерес дл создания HEMT-транзисторов [7], так как позволяет снять ограничения связанные с рассогласованием параметров решетки GaN и барьерного слоя в структуре. Теоретические расчеты показывают возможность получения очень высоких (до $3x10^{13}$ см$^{-2}$) концентраций носителей в канале на интерфейсе GaN/InAlN.

Нами был выращен ряд структур с нелегированным барьерным слоем InAlN. Для сравнения были выращены структуры со слоем AlGaN аналогичной толщины и содержанием AlN~35%. К сожалению, структура GaN/InAlN демонстрирует крайне низкую подвижность носителей, что видимо связано с недостаточным качеством материала. Использование более сложной структуры GaN/AlN/AlInN позволило получить разумные значения подвижности (таб.2), хотя очевидно, что они могут быть значительно улучшены дальнейшей оптимизацией качества материал и дизайна структур.

Таблица 2 Электрофизические параметры, измеренные при 300 К для различных структур

	Подвижность, см^2/В×с	Концентрация, см $^{-2}$	Проводимость, (Ом×см)$^{-1}$
GaN/u-AlGaN	1400-1500	8.8×10^{12}	19-20
GaN/AlN/u-AlGaN	1400-1500	1.1×10^{13}	24-25
GaN/u-AlInN	100-125	2.6×10^{13}	4-5
GaN/AlN/u-AlInN	650-710	2.8×10^{13}	30-32

[1] www.compoundsemiconductor.net/articles/news/7/12/12/1
[2] http://www.cree.com/products/sic.asp
[3] А.В.Сахаров и др. тезисы 5-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», 46, Москва 2007
[4] В.В.Лундин и др., данный сборник[5] [SPSL-MBE] K. Furuta, N. Nakamura, X.Q. Shen, M. Shimizu, T. Kitamura, K. Nakamura, H. Okumura Journ. Cryst. Growth, V 301-302, (2007), Pages 437-441
[6] Y. Kawakami, A. Nakajima, X. Q. Shen, G. Piao, M. Shimizu, H. Okumura, Appl. Phys. Lett. **90**, 242112 (2007)
[7] J. Liberis, I. Matulioniene, A. Matulionis, E. Sermuksnis, J. Xie, J. H. Leach, H. Morkoç Phys.Stat. Sol.(a) 206(7) 1385 (2009)

InAlN/GaN AND (AlN/GaN)/GaN HETEROSTRUCTURES WITH 2-D ELECTRON GAS

A.V.Sakharov*, ***W.V.lundin, A.E. Nikolaev, E.E.Zavarin,***
M.A.Sinitsin, M.A. Yagovkina, A.F.Tsatsulnikov
Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences,
Politekhnicheskaya 26, St. Petersburg, Russia, *val@beam.ioffe.ru

InGaAlN heterostructures for HEMT applications with different design were grown by MOCVD on sappphire wafers. It was shown that replacement of AlGaN barrier layer to (AlN/GaN) short-period superlattice or InAlN allows to sufficiently increase carriers concentration in a 2-D electron gas. Further ways of structure optimization are discussed.

КВАЗИМОНОЛИТНЫЙ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЙ СВЧ УСИЛИТЕЛЬ МОЩНОСТИ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТУКТУР AlGaN/GaN

Б.В.Калинин [1*], ***В.Г. Гук*** [1], ***В.П. Чалый*** [2], ***А.Н. Пихтин*** [3].
[1] филиал ОАО «ВНИИРА»«ВНИИРА-Навигатор». Санкт-Петербург, Малый пр., д.88А
тел:+7(812)3551689, email:boris.kalinin@gmail.com
[2] ЗАО «Светлана-Рост», Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д.29
[3] СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, ул. проф. Попова, д.5

В последние годы наметился значительный прогресс в области технологии СВЧ устройств на основе гетероструктур GaN/AlGaN. В настоящее время разрабатывается большое количество устройств на базе GaN HEMT технологии с использованием различных подложек: SiC, сапфир, Si. Применяются различные методы изготовления пассивных элементов: МДМ конденсаторов, резисторов, индуктивностей, адаптированные к этим подложкам. Существуют различные усилители мощности[1], выполненные по технологии GaN HEMT в гибридно-микрополосковом исполнении [2] и на кристалле [3]. Использование этой технологии для изготовления усилителей мощности на подложках SiC позволяет в полной мере реализовать преимущества GaN HEMT, обладающего большими пробивными напряжениями (100-130В) и высокой плотностью токов (1-1,2А/мм) благодаря высокой теплопроводности SiC. В настоящей работе представлен широкополосный СВЧ усилитель мощности, изготовленный по квазимонолитной технологии, с полосой 0,03÷3,5ГГц, выходной мощностью 2,5 Вт и габаритными размерами 10x12x5 мм.

Усилитель выполнен по 3-х каскадной схеме с отрицательными обратными связями и общими истоками. Он состоит из кристалла GaN HEMT, содержащего активную часть усилителя и подложки, на которой изготовлены пассивные элементы. Гетероструктуры GaN-AlGaN изготовлены методами молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках SiC диаметром 3”. Транзисторы изготовлены методом оптической фотолитографии. Длина затвора равнялась 1 мкм. Транзисторы представляют собой многоштыревую структуру с длиной одного штыря 150 мкм. Ширина транзисторов составила 300, 600 и 900 мкм в первом, втором и третьем каскадах соответственно. Напряжение насыщения при Vзи=0В равно 5В, напряжение пробоя Vbd≥40В, что обеспечивает постоянное рабочее напряжение не менее 17В. Использование пассивации Si_3N_4 позволило избежать низкочастотных дисперсионных эффектов. Для улучшения теплоотвода от каналов транзисторов пластина была утоньшена до 40мкм методом механической полировки и затем металлизирована с обратной стороны.

Для изготовления микрополосковых линий и резисторов пассивной части была применена однослойная тонкоплёночная технология на поликоре. В качестве разделительных конденсаторов были использованы навесные МДМ структуры с пробивными напряжениями 200В. Для увеличения максимальной плотности токов микрополоски были покрыты гальваническим золотом.

В центре подложки, содержащей пассивную часть, было сделано прямоугольное отверстие для монтажа кристалла с транзисторами на субоснование, покрытое гальваническим золотом. Кристалл с транзисторами монтировался на теплопроводящий эпоксидный клей Diemat. Истоки транзисторов разварены на субоснование, а затворы и стоки к подложке содержащей пассивные элементы (рис.1).

Измерения S-параметров GaN HEMT для проведения расчётов проводились на транзисторе входного каскада с шириной затвора 300мкм, который был изготовлен специально под СВЧ зонды.

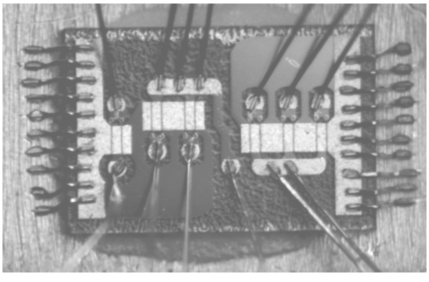


Fig. 1 Chip with three transistors different wide

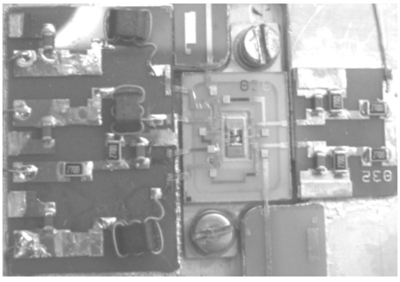


Fig. 2 Ultra wideband amplifier with bias circuit

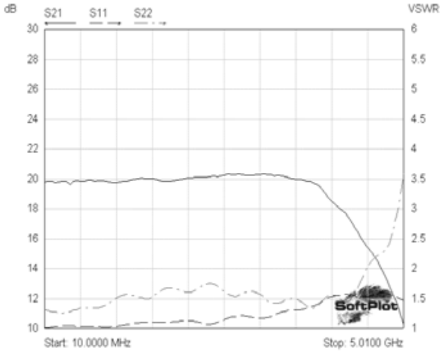


Fig. 3 Experimental gain and VSWR of ultra wideband amplifier

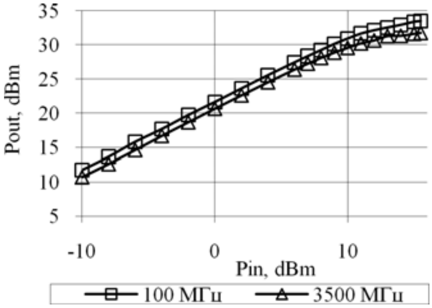


Fig. 4 Measured output power of ultra wideband amplifier

Параметры транзистора были измерены при различных напряжениях на стоке и на затворе в непрерывном режиме непосредственно на пластине. Затем были определены параметры малосигнальной эквивалентной схемы HEMT транзистора [4]. На основании малосигнальной модели была синтезирована принципиальная схема усилителя. Также на основании малосигнальной модели и вольтамперных характеристик транзистора были рассчитаны рабочие режимы транзисторов.

Для подачи питания на усилитель были изготовлены специальные цепи смещения, рассчитанные на два поддиапазона, т.к. изготовить цепи смещения для всего диапазона достаточно сложная задача. Для увеличения максимальной выходной мощности усилителя в цепях питания была применена индуктивная нагрузка. Усилитель с цепями питания представлен на рис.2.

Экспериментальные малосигнальные характеристики усилителя приведены на рис.3. Коэффициент передачи составил 20дБ во всём диапазоне, КСВ входа и выхода не более 2. На рис.4 приведены амплитудные характеристики усилителя. Все измерения проводились при напряжении питания Vп=17В и токе усилителя Iп=580мА, при этом ток последнего каскада составлял 350мА.

[1] А.А. Кищинский. *Тез. 19-ой конференции КриМиКо* (Украина, 2009) с. 11.
[2] S. Azam, R. Jonsson, Q. Wahab. *Proc. of the 38th European Microwave Conference* (Amsterdam, The Netherlands, 2008) p.444
[3] F. van Raay, R. Quay, etc. *Proc 13th GAAS Symposium*(Paris, France 2005) p.373
[4] G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore, E. Playez *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.36, №7, p.1151 (1988)
[5] Ali Mohamed Darwish, Andrew J. Bayba, H. Alfred Hung *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.52, №11, p.2611 (2004)

QUASI-MONOLITHIC ULTRA WIDEBAND MICROWAVE POWER AMPLIFIER ON HETEROSTRUCTURES AlGaN/GaN

B.V.Kalinin[1]*, ***V.G.Guk***[1], ***V.P.Chaly***[2], ***A.N.Pikhtin***[3].
(1) «VNIIRA-Navigator»,Saint-Petersburg, Maliy pr., h.88A phone:7(812)3551689, email: boris.kalinin@gmail.com
(2) «Svetlana-Rost», Saint-Petersburg, pr. Engels, h.29
(3) SPb ETU «LETI», Saint-Petersburg, prof. Popova str., h.5

A quasi-monolithic UWB microwave power amplifier was realised using quasi-monolithic technology. It consist of two parts: a chip with three transistors with different gate wide: 300, 600, 900mkm, and substrate with passive circuits. Chip size is 1,4x0,9 mm (Fig.1). Total MMIC size is 10x12mm (Fig.2). Gain is approximately 20dB from 30 MHz to 3,5 GHz. P_{1dB} = 34dBm at 100 MHz and 30dBm at 3,5 GHz.

СВЧ ТРАНЗИСТОРЫ НА ГЕТЕРОСИСТЕМЕ AlGaN/GaN С УДЕЛЬНОЙ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТЬЮ 3 ВТ/ММ

Ю.А. Матвеев, Д.В. Амелин, Е.Н. Енюшкина, А.Л. Кузнецов, Е.Н. Овчаренко, А.П. Лисицкий, А.Ю. Павлов, А.А. Трофимов, Н.В. Щаврук *

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН. Нагорный проезд, д. 7, корп. 8/0, 117105,
Москва, тел.: +7(499) 123-74-66, e-mail: kolq_@mail.ru

В последние годы проявляется возрастающий интерес к СВЧ- транзисторам и монолитным интегральным схемам (МИС) на широкозонной гетеросистеме AlGaN/GaN. Большая ширина запрещенной зоны E_g (E_g=3,47эВ для GaN и 6,2эВ для AlN [1]) и, соответственно, большие напряжения пробоя (U^{BD}_d>100В), высокая плотность электронов $n_{el}>10^{13}$см$^{-2}$, обусловленная спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией, и высокая скорость электронов, делают эту гетеросистему чрезвычайно перспективной для мощных СВЧ- приборов.

Целью данной работы является создания транзисторов на гетеросистеме AlGaN/GaN, обладающих одновременно высокой выходной мощностью (высокими выходными токами и высоким напряжением пробоя) и высокими частотными характеристиками (большой крутизной вольтамперной характеристики и малой ёмкостью).

Для создания макетов образцов СВЧ транзисторов был разработан комплект фотошаблонов. Комплект содержит набор секционированных транзисторов с различной шириной затвора с числом секций от 2 до 10. Суммарная ширина затвора: 2x50 мкм, 2x100мкм, 2x200 мкм, 4x60 мкм, 6x100 мкм, 4x150 мкм, 6x40 мкм, 10x75мкм и 10x120 мкм. Расстояние сток-исток составляет 3,5 мкм. Широкий набор ширин транзисторов W_g предназначен для нахождения оптимальной топологии для заданного диапазона частот.

В процессе выполнения работы были отработаны, исследованы и выделены особенности основных технологических операций изготовления AlGaN\GaN транзисторов. Основные технологические операции изготовления AlGaN\GaN транзисторов следующие: формирование «мезы» изоляции, использование ионно-лучевого травления для получения глубины «мезы» изоляции порядка 1000 Å; формирование омических контактов к AlGaN\GaN, напыление в вакууме системы металлизации Ti/Al/Ni/Au (25/150/40/150 нм) с последующей термообработкой, быстрый термический отжиг при температуре 820 °С в течении 20 сек, получаемые значения сопротивления омического контакта порядка 0,4-0,5 Ом· мм; формирование затвора Шоттки, формируется либо с помощью фотолитографии (длина затвора 0,5 мкм), либо электронно-лучевой литографией (длина затвора 0,17-0,25 мкм) с последующей операцией напыления в вакууме системы металлизации Ni/Au (40/300 нм); пассивация, нанесения диэлектрика Si_3N_4 с последующим плазмохимическим травлением; формирование электрических межсоединений, формируется методом «взрывной» фотолитографии с напыление в вакууме Ti/Au (80/500 нм); механическая обработка (утонение до 150 мкм) и посадка на теплоотвод.

По описанному выше маршруту были изготовлены образцы, после утонения, из-за отсутствия возможности посадки в корпус, транзисторы были посажены на теплоотвод, после чего были проведены измерения статических и динамических параметров прибора.

Выходные вольт-амперные I_d-U_d- характеристики исследуемых транзисторов измерялись зондовым методом непосредственно на рабочих пластинах, до и после пассивации поверхности слоем Si_3N_4. Установлено, что пассивация приводит к улучшению I_d-U_d- характеристик. В связи с этим, в дальнейшем были исследованы только пассивированные транзисторы. Однако, проявление эффекта саморазогрева, и связанной с ним деградации тока в канале I_d, не позволило провести в статическом режиме корректные измерения I_d-U_d- характеристики в достаточно широком диапазоне токов I_d (до 700мА/мм) и напряжений U_d (до 50В). Для уменьшения саморазогрева транзисторов при больших токах I_d и напряжениях U_d была разработана методика импульсных измерений, в которой длительность импульсов $\tau_{имп}$ варьировалась от 2 мкс до десятков мс при скважности от 15 до 150. На рис. 1 показаны ВАХ, снятые в импульсном и непрерывном режимах на одном и том же транзисторе. Из-за возможностей используемого генератора импульсов, диапазон импульсных измерений был ограничен напряжениями до U_d=50В. На рис. 1 приведены результаты измерений импульсных I_d-U_d характеристик с $\tau_{имп}$=2 мкс для транзистора с длиной затвора L_g=0,25мкм и шириной W_g=2x50мкм. Ток стока (I_d^{max}), измеренный при 0В на затворе в импульсном режиме составил 800 мА/мм, а в непрерывном режиме 600 мА/мм. Из рис. 1 следует, что максимальная удельная крутизна составляет 240мС/мм. Напряжение пробоя составляет около 115В.

$$g_m^{\max} = \frac{1}{W_g} \cdot \frac{dI_d}{dU_g}$$

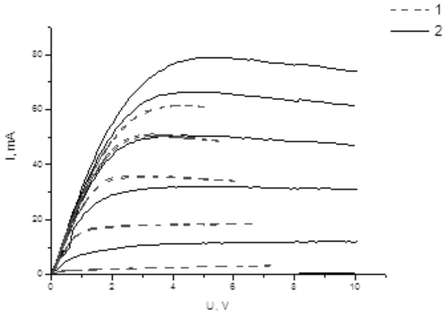


Рис. 1. Выходные ВАХ транзистора с суммарной шириной затвора 100 мкм при отрицательном смещении на затворе от -5÷0 В, кривая 1 - непрерывный режим, кривая 2 - импульсный режим ($\tau_{имп}$=2 мкс, пауза 100 мс);

Исследование СВЧ характеристик транзисторов проводилось с помощью анализа данных, полученных при измерении S-параметров транзисторов с помощью прецизионного векторного анализатора E8361A фирмы Agilent Technologies в диапазоне частот 10 МГц-67 ГГц. S- параметры измерялись в достаточно широких диапазонах токов I_d от 50 до 250мА/мм и напряжений U_d до 20В. По результатам измерений коэффициента усиления по току и коэффициента усиления по мощности: для транзистора с длиной затвора 0,2 мкм и W_g=2х50 мкм получили следующие значения f_t=45 ГГц, f_{max}=100 ГГц. При этом величина выходной мощности транзисторов на частоте 8 ГГц достигала 3 Вт/мм.

Следует добавить, что достоинством технологии коротко-канальных суб 0,25 мкм AlGaN/GaN – HEMT- транзисторов является удачное сочетание достаточно высокой предельной частоты усиления по мощности f_{max} до 100 ГГц с большим пробивным напряжением транзистора U_d^{BD} до 115В и высокой плотностью тока стока до 800 мА/мм. Это позволяет создавать на их основе высокоэффективные усилители мощности не только см- диапазона, но и более высокочастотного мм-диапазона.

[1] Takash Jnour, T.Nakajama, Y.Ando et.al, “Polarization Engineering on Buffer Layer in GaN – based Heterojunction FET’s”, IEEE Transactions on Electron Devices, vol.55, N2, p.p.483-488 (2008).

MICROWAVE TRANSISTORS AT HETEROSYSTEM AlGaN/GaN WITH SPECIFIC OUTPUT POWER 3 WATT/MM

Yu. Matveev, D. Amelin, E. Enyushkina, A. Kuznetsov, E. Ovcharenko, A. Lisitskii, A. Pavlov, A.Trofimov, N. Shchavruk
Institute of UHF Semiconductor Electronics, RAS. Nagorny proezd, 7, 117105, Moscow,
phone. +7(499)123-74-66, e-mail: kolq_@mail.ru

Recently increasing interest is shown to microwave transistors and monolithic integrated circuits at high-energy- gap heterosystem AlGaN/GaN. The purpose of this work is the development of transistors at heterosystem AlGaN/GaN, possessing at the same time high output capacity and high frequency characteristics. To decrease self-heating of transistors at heavy currents I_d and voltages U_d a method of pulse measurements were developed, in which pulse duration τ_{imp} varied from 2 microseconds to several tens of microseconds at on-line time ration 15 to 150. The following values of current-amplification factor and power amplification factor were got: for transistor with gate length 0.2 micrometer and W_g=2x50 micrometer f_t=45 ГГц, f_{max}=100 G Hertz. At the same time output power of transistor at frequency 8 GHz achieved 3 Watt/mm.

Advantage of shortchannel technology 0.25 micrometer AlGaN/GaN – HEMT is successful combination of high cutoff amplification of power fmax up to 100 G Hertz with a high discharge voltage of transistor U_d^{BD} up to 115V and high current sink density up to 800 mA/mm.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НИТРИДА ГАЛЛИЯ В КАЧЕСТВЕ ДЕТЕКТОРА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И α-ЧАСТИЦ

<u>А.Я. Поляков</u>[1*]***, Н.Б. Смирнов***[1]***, А.В. Говорков***[1]***, И.М. Газизов***[1]***, В.М. Залётин***[1]***,Е.А. Кожухова***[1]***,***
А.В. Марков[1]***, Н.Г. Колин***[2]***, А.В. Корулин***[2]***, Д.И. Меркурисов***[2]***, В.М. Бойко***[2]***, S.J. Pearton***[3]***, I-H. Lee***[4]
[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер. д5А, 119017 г. Москва, тел.: +7(495)9518086, e-mail:aypolyakov@gmail.com
[2]ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», г. Обнинск, Калужская область, 249033, Киевское шоссе 109 км., e-mail: ngkolin48@mail.ru.
[3]Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA
[4]School of Advanced Materials Engineering and Research Center for Advanced Materials Development, Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea

Серьёзное улучшение структурного совершенства и чистоты эпитаксиальных слоёв нитрида галлия, достигнутое в последнее время, позволяет рассматривать применение этого материала в новых областях, не связанных с коротковолновыми лазерами и светодиодами и с мощными СВЧ транзисторами, где нитриды уже прочно занимают важное место. Одной из таких возможных областей является использование диодов из нитрида галлия в качестве радиационных детекторов. Конечно, трудно ожидать, что нитрид галлия вытеснит классические детекторные материалы - кремний, германий, арсенид галлия - в качестве радиационного детектора общего назначения. Однако большая ширина запрещённой зоны и очень прочная химическая связь в нитридах третьей группы создают преимущества в некоторых частных приложениях, таких как детектирование α-частиц в задачах, где требуется весьма высокая радиационная стойкость, или детектирование и дозиметрия тепловых нейтронов в каналах ядерных реакторов, где температура канала нередко заметно превышает комнатную температуру. Энергия α-частиц, представляющая интерес для изучения ядерных реакций, составляет несколько МэВ. Возможность детектирования нейтронов связана с их конверсией в α-частицы с энергией 1.5 МэВ при взаимодействии с покрытием из ^{10}B. Таким образом, задача детектирования нейтронов также сводится к задаче детектирования α-частиц, причём пробег детектируемых частиц в нитриде галлия составляет несколько микрон, так что при концентрации остаточных доноров порядка 10^{15} см$^{-3}$ возможно добиться, чтобы область пространственного заряда диода перекрывала область пробега частиц и получить близкую к 100% эффективность собирания индуцированного ими заряда. В данном докладе мы приводим результаты предварительных исследований электрических характеристик детекторных структур, приготовленных на нитриде галлия, и даём оценки эффективности собирания заряда, индуцированного α-частицами в GaN.

Были изучены два типа материалов: толстые (3.2 микрона) нелегированные слои, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии, а также толстые (12 микрон) нелегированные слои, полученные методом селективного заращивания (ELOG). Диоды Шоттки были приготовлены напылением никеля в вакууме. Измерялись вольтамперные и вольтфарадные характеристики диодов при различных температурах, спектры глубоких ловушек методом РСГУ, спектры α-частиц от изотопных источников ^{239}Pu (энергия α-частиц 5157 кэВ, пробег около 11 микрон) и ^{148}Gd (энергия α-частиц 3183 кэВ, пробег около 5 микрон).

Было показано, что в нелегированных МОС-гидридных слоях концентрация остаточных доноров меньше 10^{15} см$^{-3}$ в области глубиной до 3 микрон от поверхности, а в интерфейсном слое толщиной около 0.3 микрон превышает 10^{16} см$^{-3}$. Таким образом, толщина слоя ОПЗ диодов Шоттки могла быть распространена практически на всю толщину плёнки при умеренных приложенных обратных смещениях. Обратный ток диодов Шоттки был очень мал, около 10^{-12} А при -3В при комнатной температуре. Он сильно зависел от приложенного смещения, но слабо зависел от температуры, так что даже при 400К обратный ток при -3В всё ещё был меньше 1 нА. В спектрах глубоких центров преобладали электронные ловушки с энергией активации 0.25 эВ и 0.6 эВ, концентрация которых была очень малой, 1×10^{13} см$^{-3}$ для первых и 4×10^{13} см$^{-3}$ для вторых.

В образцах ELOG концентрация доноров составляла 2×10^{14} см$^{-3}$ на первых 4 микронах и далее постепенно росла в глубину образца. Обратный ток слабо зависел от напряжения и при больших напряжениях свыше -10В был заметно ниже, чем для МОС-гидридных образцов (ток мене 0.1 нА). В то же время, температурная зависимость обратного тока имела энергию активации около 0.8 эВ, соответствующую высоте барьера Шоттки, так что обратный ток при 400К был уже близок к 10^{-7} А при -5В и был слишком велик для надёжной регистрации спектров α-частиц. В спектрах РСГУ преобладали электронные ловушки с энергией активации 0.25 эВ, 0.6 эВ, 0.86 эВ, суммарная концентрация которых не превышала 2×10^{13} см$^{-3}$. Наблюдаемое более идеальное поведение диодов Шоттки, приготовленных на материале ELOG, несомненно, связано с меньшей плотностью дислокаций и менее выраженным вкладом туннельных процессов, чем в МОС-гидридных образцах. Однако более слабая температурная зависимость обратного тока в последних является преимуществом и позволяет измерять спектры α-частиц и при температуре гораздо выше комнатной.

Таким образом, использованные в работе материалы имели достаточно низкую концентрацию остаточных доноров, чтобы обеспечить распространение ОПЗ диодов Шоттки на толщины, сопоставимые с пробегом α-частиц, а достигаемые уровни обратных токов достаточно низки, чтобы регистрируемый сигнал не потонул в шумах. Экспериментальные измерения спектров α-частиц показали, что для обоих типов материалов при регистрации 3-Мэвных и 5-Мэвных частиц собираемый заряд соответствует теоретически ожидаемому при данном смещении на диоде, исходя из расчётной величины потерь энергии на ионизацию и известной толщины ОПЗ. Это свидетельствует о практически 100-процентной эффективности собирания заряда. Поскольку при детектировании нейтронов основную роль играет эффективность регистрации 1.5-Мэвных α-частиц, проведённые предварительные исследования подтверждают и перспективность использования нитрида галлия и для детектирования тепловых нейтронов.

Работа выполнялась при поддержке гранта МНТЦ №3870.

PRELIMINARY STUDIES OF GaN AS A DETECTOR OF α-PARTICLES AND THERMAL NEUTRONS

A.Y.Polyakov[1]*, N.B. Smirnov[1], A.V. Govorkov[1], I.L. Gazizov[1], V.M. Zalyetin[1], E.A. Kozhukhova[1], A.V. Markov[1], N.G. Kolin[2], A.V. Korulin[2], D.I. Merkurisov[2], V.M. Boiko[2], S.J. Pearton [3], I-H. Lee[4]
[1] Institute of Rare Metals, B.Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow; phone: +7(495)9518086,
e-mail:aypolyakov@gmail.com
[2] Karpov Institute of Physical Chemistry, Obnins, Kaluga region, 249033, Kiev Highway, 109th km,
e-mail: ngkolin48@mail.ru
[3] Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA
[4] School of Advanced Materials Engineering and Research Center for Advanced Materials Development,
Chonbuk National University, Chonju 561-756, Korea

Properties of GaN as a detector of a-particles and thermal neutrons were preliminarily studied. Two types of detectors built on thick undoped MOCVD and ELOG films were investigated. The detectors were Ni Schottky diodes. The concentration of residual donors in both types of materials was shown to be below 10^{15} cm^{-3}, the density of deep traps was in the low 10^{13} cm^{-3} range. For MOCVD films the reverse current was around 10^{-12} A at -3V at room temperature and showed relatively strong voltage dependence and relatively weak temperature dependence which indicated a pronounced influence of tunneling. The behavior of the ELOG detectors was more ideal, with a weak voltage dependence and a strongly temperature activated reverse current, with the activation energy close to the Schottky barrier height. This difference in behavior obviously comes from a much lower dislocation density in ELOG GaN. However, the more pronounced tunneling in the MOCVD material facilitates a better operation at elevated temperatures as a rather unexpected benefit. Measurements of α-particles spectra were performed for the ^{239}Pu (energy 5157 keV, range close to 11 micron) and ^{148}Gd (energy 3183 keV, range close to 5 micron) showed the collection efficiency close to 100%. These preliminary results show a good promise for GaN as an α-particle or thermal neutrons detector. The work was supported by a grant from ICTS (grant #3870).

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ AlGaN ДЛЯ МПМ-ДЕТЕКТОРОВ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА

С.В.Аверин[1], П.И.Кузнецов[1], В.А. Житов[1], Н.В.Алкеев[1], А.А.Дорофеев[2], Н.Б. Гладышева[2]*
[1]Фрязинский филиал Института Радиотехники и электроники РАН, 141190, Фрязино, Московская обл., пл.акад. Введенского 1.тел: 495 5269192, e-mail: sva278@ire216.msk.su
[2] Федеральное государственное унитарное предприятие «Пульсар», 105187, Москва, Окружной проезд 27. e-mail: mail6@pulsarnpp.ru

Твердые растворы на основе GaN являются перспективными полупроводниковыми материалами для создания фотодетекторов ультрафиолетового участка спектра. Подбором состава твердого раствора граничная длина волны AlGaN детектора может меняться в диапазоне 200-365нм. Это позволяет создавать селективно-чувствительные солнечно-слепые фотодетекторные структуры. Фотодиодные структуры на основе выпрямляющих контактов в системе металл-полупроводник–металл (МПМ) являются наиболее перспективными для создания таких детекторов. Они не требуют выращивания полупроводниковых слоев с p-типом легирования, могут быть изготовлены с использованием групповых методов технологии, в то же время емкость МПМ-диодных структур при равной площади составляет ¼ емкости PIN-диода.

В настоящей работе описывается технология МПМ-диодов для «солнечно-слепого» селективного детектирования и представляются результаты их экспериментальных исследований. Гетороструктуры (Рис.1) выращивались на Al_2O_3 (0001) подложках методом MOCVD при давлении 40-60 мбар. Вначале при температуре 1050^0 выращивался буферный слой A1N толщиной 110 нм. Ранее мы показали, что использование буферного слоя позволяет выращивать эпитаксиальные слои AlGaN с уменьшенной плотностью дефектов [1]. Этот слой одновременно является и фильтрующим. Его роль заключается в том, чтобы отсечь влияние излучения с длиной волны < 200 нм на отклик детектора. Фотопроводящий активный слой $Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ отделен от фильтрующего слоя тонким изолирующим слоем $Al_{0.8}Ga_{0.2}N$ толщиной 50 нм. Скорость роста этих слоев AlGaN составляла 0.8Å/с, их толщина контролировалась in situ рефлектометрией. Мольное содержание Al определялось по спектрам фотолюминесценции и пропускания, Рис. 2. На выращенных таким образом гетероструктурах были изготовлены МПМ-диоды, Рис.1,3.

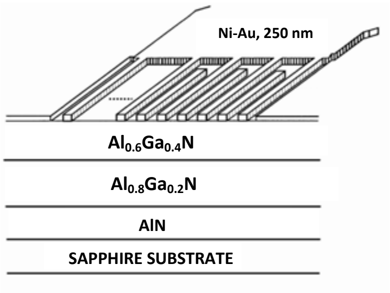


Fig.1 Cross section through the heterostructure layer sequence

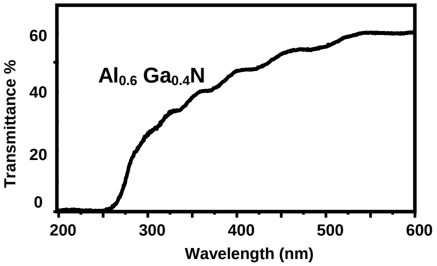


Fig.2 Optical transmission through the sample

МПМ-фотодетектор представляет собой планарное устройство, состоящее из двух пар встречно-штыревых контактов, сформированных на поверхности активного слоя $Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ (Рис.1). Для наших образцов гребенчатые контакты МПМ-диодов были изготовлены методами фотолитографии при осаждении и последующем lift-off Ni и Au. Ширина встречно-штыревых контактов и расстояние между ними были равны 2 мкм, активная площадь диода составляла 90x90 мкм^2. На Рис. 3 представлено изображение поверхности МПМ-диодной структуры выполненное на атомно-силовом микроскопе.

Исследование спектральных характеристик AlGaN МПМ фотодетекторов показало, что при освещении со стороны подложки структуры имеют высокую чувствительность в области спектра с энергиями, превышающими ширину запрещенной зоны активного слоя $Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ (λ=250 нм) и обеспечивают незначительный отклик при меньших энергиях. В области длин волн < 200 нм отклик детектора почти полностью подавлен за счет поглощения в фильтрующем слое AlN.

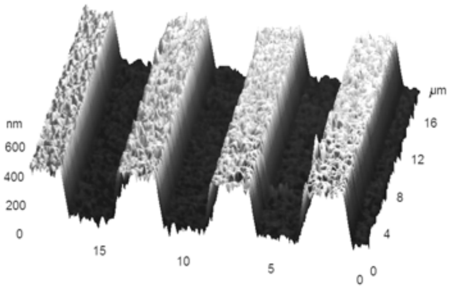


Fig.3 Three dimensional view of MSM-diode on AFM.

Вольт-амперные характеристики были измерены при комнатной температуре и показывали очень низкую величину темнового тока. Для встречно-штыревых Шоттки барьерных контактов из Ni-Au величина темнового тока составляет 10 пА при смещении 40В. Эти величины существенно ниже, чем приведенные в работе [2] 72 пА при 10В для МПМ-контактов на $Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$ гетеробарьерных слоях. Известно, что темновой ток зависит от параметров барьера Шоттки и в значительной степени определяет чувствительность фотодетектора. Низкое значение темнового тока также подтверждает высокое качество выращенных AlGaN эпитаксиальных слоев. Темновой ток исследуемых диодов описывается в рамках термоэлектронной эмиссии. Используя метод определения высоты барьера и коэффициента идеальности для МПМ-диодов [3], мы получили высоту барьера 1.1 эВ для системы контактов Ni-Au-AlGaN что находится в хорошем соответствии с данными работы [4] для Ni-Au контактов к $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN$. Коэффициент идеальности контактов находился в пределах 1.1-1.2, что свидетельствует о высоком качестве исследуемых Шоттки барьеров в МПМ-встречно-штыревой контактной системе.

[1] С.В. Аверин, П.И. Кузнецов, В.А. Житов, Л.Ю. Захаров, Г.Г. Якущева, Тез.докладов 6 Всероссийской конф. «Полупроводники 2005» (Москва, Звенигород, 18-23 Сентября 2005) с.281.
[2] In.-S. Seo, In.-H.Lee, Y.-J.Park, Ch.-R. Lee. J.Crystal Growth, **252**, (1-3), 51 (2003).
[3] S.V.Averin, Y.C.Chan, Y.L.Lam. Appl. Phys. Lett., **77**, 274 (2000).
[4] Y.K. Su, et al. Solid-State Electr., **49**, 459 (2005).

ULTRAVIOLET MSM-PHOTODETECTORS ON AlGaN HETEROSTRUCTURES

S.V.Averin[1]*,P.I.Kuznetzov[1],V.A.Zhitov[1], N.V.Alkeev[1], A.A. Dorofeev[2],N.B.Gladisheva[2]
[1]Fryazino branch of the Institution of Russian Academy of Sciences, Kotel'nikov FIRE RAS,
Vvedenskii1,141190, Fryazino, Moscow region, phone: 495 5269192, e-mail: sva278@ire216.msk.su;
[2]Federal State Unitary Enterprise "Pulsar", Moscow, Russia, e-mail: mail6@pulsarnpp.ru

We report on the growth, fabrication and characterization of solar-blind selectively sensitive MSM-heterophotodiodes. AlGaN heterostructures were grown on sapphire substrates by low pressure MOCVD (40-60mBar), Fig.1. MSM-detector consists of two fork-shaped contacts oppositely laying on the AlGaN surface, Fig.1, 3. The finger gaps were 2 µm and active square area was equal to 90x90 μm^2. Fig.3 shows the surface AFM-view of the MSDM-detector. I-V curves display very low dark current of 10 pA at the bias 40V. Directly on the MSM-diode structure we have measured a Schottky barrier height and junction ideality coefficient [3]. The ideality coefficient is in the range of 1.1-1.2 demonstrating a good quality of the Schottky barriers in AlGaAs MSM-interdigital contact system. The spectral responsivity demonstrates the ability of this detector for solar-blind applications.

ПЛАНАРНЫЙ ВАКУУМНО–ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ФОТОПРЁМНИК С ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ ФОТОКАТОДОМ p-GaN(Cs,O)/AlN/c-Al_2O_3

В.В. Бакин*[1]*, С.Н. Косолобов*[1]*, Г.Э. Шайблер*[1]*, А.С. Терехов*[1], ***В.Н. Жмерик*[2]*, А.М. Мизеров*[2]*, С.В. Иванов*[2]**
[1] ИФП СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
+7 (383)3308508, e-mail: terek@thermo.isp.nsc.ru;
[2] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург

Планарные вакуумно – полупроводниковые фотоприёмники позволяют создавать устройства, сочетающие субнаносекундное временное разрешение с возможностью регистрации изображений телевизионного формата в режиме счёта одиночных фотонов. Такие устройства необходимы в научных, в том числе в медицико-биологических исследованиях, в системах контроля загрязнений окружающей среды, в системах безопасности. Для решения некоторых из перечисленных задач необходимы быстродействующие кординатно – чувствительные фотоприёмные устройства с однофотонной чувствительностью в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Создание таких устройств с требуемым уровнем технических характеристик невозможно без создания нового поколения полупрозрачных фотокатодов с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС) на основе полупроводниковых соединений AlGaN. В данной работе сообщается о создании и исследовании характеристик полупрозрачного УФ-фотокатода с ОЭС на основе Al_2O_3/AlN/p-GaN(Cs,O).

Гетероструктура AlN/GaN:Mg была выращена на подложке c-Al_2O_3 с диаметром 50.8 мм методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией (МПЭ ПА) на установке Compact21T (Riber CA) [1]. Буферный слой AlN толщиной 1100 нм выращивался со скоростью роста ~400 нм/ч при температуре подложки T_S=800°C. В процессе роста с помощью снижения мощности азотного источника осуществлялся переход от азотообогащенных к Al-обогащенным стехиометрическим условиям с отношением потоков *Al/N~0.75 и 1.05,* соответственно, что сопровождалось переходом от трехмерного к двумерному механизму роста. Активный слой GaN:Mg толщиной ~70 нм выращивался при T_S=650°C и *Ga/N*~1.1, а поток магния из твердотельного источника соответствовал значению, использовавшемуся нами для получения в слоях GaN:Mg толщиной ~200 нм концентрации дырок $2\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ при концентрации [Mg]=$1.6\cdot10^{20}$ см$^{-3}$ [2]. Скорость роста и морфология слоев контролировались с помощью оптической рефлектометрии и наблюдения за картинами дифракции отраженных быстрых электронов, соответственно.

Для изготовления фотокатода из исходной гетероэпитаксиальной структуры вырезался диск диаметром ~ 22 мм. С помощью диффузионной сварки этот диск соединялся с дополнительным диском из лейкосапфира специальной формы, обеспечивающей возможность его сочленения с титано-керамическим корпусом фотоприёмника. Рабочий диаметр фотокатода равнялся ~ 18 мм. Методики приготовления атомарно-чистой поверхности GaN и её активирования цезием и кислородом до состояния эффективного отрицательного электронного сродства, описаны в [2, 3]. Финишные операции обработки поверхности активного слоя фотокатода проводились в одной из камер многокамерной технологической установки с базовым давлением ~10^{-9} Па, предназначенной для изготовления планарных фотоэлектронных приборов с полупроводниковыми фотокатодами. После завершения активирования, с помощью магнитного манипулятора фотокатод переносился в камеру герметизации, где герметично соединялся с предварительно обезгаженным титано-керамическим корпусом планарного фотоэлектронного прибора. Расстояние между эмитирующей поверхностью фотокатода и поверхностью анода равнялось ~ 0.15 мм. С помощью магнитных манипуляторов и вакуумного шлюза изготовленный фотоприёмник извлекался из технологической установки для изучения его характеристик. Фотография готового фотоприёмника показана на рис. 1.

Прежде всего была измерена спектральная зависимость квантовой эффективности фотокатода. Форма этой зависимости, приведённой на рисунке 2, с резким порогом при энергии фотона, совпадающей с шириной запрещённой зоны GaN, свидетельствует о наличии на поверхности фотокатода состояния ОЭС. Максимальное значение квантовой эффективности составляет 0.14 при длине волны падающего излучения 230 нм. Также были измерены: диапазон линейности фототока, темновой ток и ряд других характеристик фотокатода. Полученные результаты свидетельствуют об эффективности использования молекулярно-лучевой эпитаксии нитридов металлов третьей группы с плазменным источником азота для выращивания фотокатодных гетероструктур на основе соединений AlGaN. Кроме этого, сравнение достигнутых результатов с известными [4, 5] свидетельствует, что уровень отечественных технологий в данной области несущественно уступает лучшему зарубежному уровню.

Рис. 1 Планарный вакуумно – полупроводниковый фотопрёмник с полупрозрачным p-GaN(Cs,O) фотокатодом

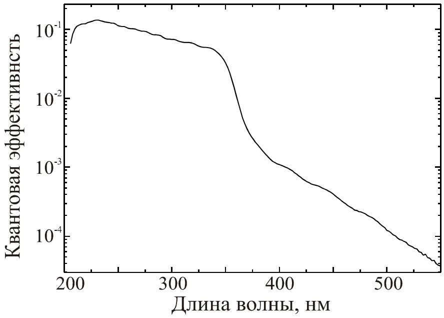


Рис. 2 Спектр квантовой эффективности полупрозрачного p-GaN(Cs,O) фотокатода.

[1] H.S.Kim et al., U.S. Patent 5, 557,167.
[2] T.A. Komissarova et al., Phys. Status Solidi C 6, S466-S469 (2009).
[3] O.E. Терещенко и др., ФТТ, т.46, с. 1881 (2004).
[4] А.А. Пахневич и др., Письма в ЖЭТФ, т.79, вып. 10, с. 592-596(2004).
[5] I. Mizuno et al., Proc. of SPIE, v. 6945, p. 69451N (2008).
[6] G.W. Glesener et al., Proc. of SPIE, v. 7339, p. 73390S (2009).

PLANAR VACUUM-SEMICONDUCTOR PHOTODETECTOR WITH SEMITRANSPARANCE PHOTOCATHODE p-GaN(Cs,O)/AlN/C-Al_2O_3

***V.V. Bakin*[1]*, S.N. Kosolobov*[1]*, H.E. Scheibler*[1]*, A.S. Terekhov*[1]**, *V.N. Jmerik*[2]*, A.M. Mizerov*[2]*, S.V. Ivanov*[2]**
[1] ISP SB RAS, Lavrenteva av. 13, 630090, Novosibirsk,
+7 (383)3308508, e-mail: terek@thermo.isp.nsc.ru;
[2] Ioffe Phisical Technical Institute, Politekhnicheskaya str. 26, 194021, Sankt-Petersburg

The planar vacuum-semiconductor photodetector with semitransparence p-GaN(Cs,O) photocathode was made on the basis of Al_2O_3/AlN/GaN:Mg heterostructure. The heterostructure was grown by molecular beam epitaxy with plasma activation. Thickness of AlN layer was equal to 1100 nm and thickness of p-GaN:Mg layer was equal to 70 nm. Quantum efficiency spectrum (fig. 2) has abrupt threshold at the photon energy coincide with band gap of GaN, which means that photocathode surface has negative electron affinity state. Maximum value of quantum efficiency 0.14 was observed at wavelength equal to 230 nm.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИМЕТИЛЭТИЛАМИНАЛАНА КАК ИСТОЧНИКА Al В НИТРИДНОЙ МОГФЭ

А.Е. Баранов [1]*, ***Е.Е. Заварин*** [2], ***В.В. Лундин*** [2], ***М.А. Синицын*** [2], ***В.С. Сизов*** [2], ***А.В. Сахаров*** [2], ***С.О. Усов*** [2], ***А.Е. Николаев*** [2], ***А.Ф. Цацульников*** [2]
[1]УРАН АФТУ РАН Улица Хлопина, 8/3, 194021 , Санкт-Петербург
тел. +79117257510, e-mail: a.baranovich@gmail.com;
[2] ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН Политехническая, 26, 194021,Санкт-Петербург

Классический способ получения нитрида алюминия в МОГФЭ – использование триметилалюминия и аммиака в качестве источников элементов III и V групп соответственно при высоких температурах (1100-1300°С). У этого способа есть свои особенности и недостатки. Так, имеет место быть паразитная реакция в газовой фазе, которая приводит к образованию наночастиц AlN [1], что, во-первых, приводит к нелинейности зависимости скорости роста от потоков прекурсоров, а во-вторых, ухудшает качество слоя. Именно по этой причине растят при низких давлениях (~100мбар). Помимо этого, продуктом пиролиза ТМА при высокой температуре является не металлический алюминий, а карбид алюминия [2], что оказывает влияние на процессы поверхностной миграции компонент во время эпитаксии и приводит к невозможности реализации селективной эпитаксии AlN с раздельной во времени подачей компонент.

Исходя из вышеизложенного, представляет интерес такой источник алюминия, как диметилэтиламиналан (DMEAA). В эпитаксии арсенидов он применяется, когда необходимо уменьшить вхождение углерода в растущий слой. Также, использование этого источника может дать дополнительные положительные эффекты, связанные с тем, что кардинально изменяется химический процесс происходящий в газовой фазе. Кроме того – наличие водородной связи между аланом и диметилэтиламинном позволяет предположить получение металлического алюминия или алана в результате пиролиза, что может позволить реализовать новые методы роста AlN. Поскольку одно из применений нитрида алюминия – буферные слои для роста GaN, представляет интерес исследование особенностей роста нитрида галлия на AlN, выращенном из DMEAA.

Ростовые процессы проводились на установке, созданной на базе узлов Epiquip VP-50RP, модифицированной для роста нитридов. Процесс осаждения на подложке исследовался с помощью *in-situ* лазерной рефлектометрии. *Ex-situ* образцы исследовались методами РЭМ и XRD.

Были проведены эксперименты по пиролизу DMEAA, росту нитрида алюминия из DMEAA и аммиака, росту нитрида галлия на буферном слое AlN, выращенном из DMEAA при малых потоках аммиака (порядка 1sccm) на сапфировых подложках (0001) и подложках Si (111). На сапфировых подложках исследовалось влияние состава несущей смеси (соотношение азот\водород) во время роста AlN на морфологию слоя GaN и характер его роста, на кремниевых – оптимальный температурный режим ростового процесса для получения монокристаллического слоя нитрида галлия.

В результате экспериментов установлен механизм пиролиза DMEAA. При низкой температуре (250-450°С) идет осаждение металлического алюминия, при её повышении (до 450-550°С) начинает осаждаться пористый материал с развитой морфологией. При дальнейшем повышении температуры (до 850°С) начинает расти нитрид алюминия.

Также установлено, что синтез AlN из DMEAA и аммиака происходит уже при 150°С. К сожалению, сильные паразитные реакции в газовой фазе между продуктами разложения DMEAA и аммиаком сильно снижают скорость роста и ухудшают качество слоя. Однако использование достаточно низких потоков аммиака (около 1sccm) позволяет получить приемлемые скорости роста и хорошее качество слоя.

В ходе экспериментов по росту GaN на буфере AlN на сапфировой подложке выяснено, что состав несущей смеси при росте AlN существенно влияет на характер роста GaN на нём. Так, увеличение доли азота в составе несущей смеси способствует двумерному росту нитрида галлия, в то время как увеличение количества водорода, наоборот, позволяет получить трехмерный рост GaN на начальных стадиях.

Таким образом, управляя составом несущей смеси во время роста буферного слоя AlN, можно контролировать характер роста нитрида галлия. Этот эффект аналогичен особенностям начальных стадий роста описанных в серии работ опубликованных нами ранее [3,4,5]. Как в случае использования зародышевого слоя GaN при росте на сапфировых подложках, так и в случае роста GaN на подложках SiC с использованием буферных слоев AlGaN, описанных в этих работах, изменяя условия отжига и роста зародышевых и буферных слоев возможно управление начальной стадией роста эпитаксиального слоя GaN меняя его характер с 3-х мерного на квазидвумерный. В данной работе показано, что условия роста буферного слоя AlN при росте на сапфировой подложке влияют на характер начальной стадии роста эпитаксиального слоя GaN, позволяя получить трехмерный рост GaN на начальной стадии с дальнейшим переходом к квазидвумерному росту. Как и в случае других типов буферных и зародышевых слоев (и даже других типов подложек), наличие трехмерной фазы роста эпитаксиального слоя GaN на начальной стадии роста приводит к улучшению качества материала. В данной работе было показано, что в случае использования буферных слоев AlN при росте GaN на сапфировой подложке, возможно реализовать методику роста эпитаксиального слоя GaN с трехмерным ростом на начальной стадии.

При росте на кремниевой подложке найден оптимальный режим роста буферного слоя AlN, позволяющий получить монокристаллический нитрид галлия, однако, сильно напряженный. Определена оптимальная температура роста буферного слоя, позволяющая вырастить монокристаллический слой GaN на кремниевых подложках.

[1] A.V. Kondratyev [et al.] Aluminum incorporation control in AlGaN MOVPE: experimental and modeling study**.** – Journal of Crystal Growth 272 (2004) 420–425.

[2] Лундин В.В. [и др.] Газофазная эпитаксия нитрида алюминия из триметилалюминия и молекулярного азота. — Письма в ЖТФ, 2008,том 34, вып.21.

[3] E.V. Yakovlev [et al.] Hydrogen Effects in III-nitride. – 14th International Conference of MOVPE, Metz (France), 1-6 June 2008, Abstracts, pp. 21-23

[4] Е.Е. Заварин [и др.] О роли водорода в формировании эпитаксиальных слоев GaN. – Тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы, 18-20 июня, 2008, стр. 65-67

[5] В.В. Лундин [и др.] Разработка технологии выращивания эпитаксиальных III-N структур на SiC подложках для синих светодиодов методом MOCVD. – Тезисы 5-й Всероссийской конференции нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы, 31.01-2.02 2007, Москва с.14-15.

USE OF DIMETHYLETHYLAMINE ALANE AS Al PRECURSOR IN NITRIDE MOCVD

A.E. Baranov*[1], *V.S. Sizov*[2], *E.E. Zavarin*[2], *V.V. Lundin*[2], *M.A. Sinitsyn*[2], *A.V. Sakharov*[2], *S.O. Usov*[2], *A.E. Nikolaev*[2], *A.F. Tsatsulnikov.***

[1] Academic Physics and Technology University. Khlopina street, 8/3, 194021,Saint-Petersburg,
phone. +79117257510, e-mail: a.baranovich@gmail.com;

[2] A.F.Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya street, 26, 194021, Saint-Petersburg

Investigation of use of dimethylethylamine (DMEAA) alane in MOCVD of III-N materials was done. Examination of DMEAA pyrolitic decomposition, aluminium nitride synthesis from DMEAA and ammonia, analysis of the influence of career gas composition during AlN buffer growth using DMEAA and low ammonia flows (sapphire substrate) on GaN layer properties and growth mode will be presented. Also, examination of the most preferable temperature conditions for acquiring monocrystalline GaN layer on AlN buffer grown using DMEAA and low ammonia flows on Si (111) substrate will be reported.

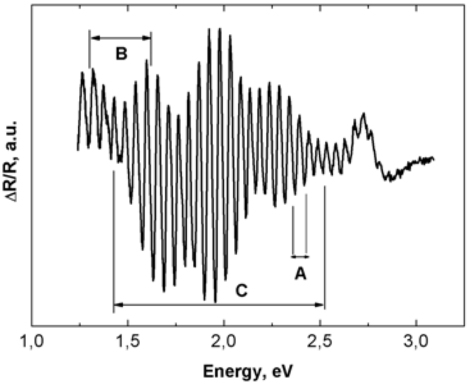
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА InGaN/AlGaN/GaN

Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы 1 стр. 2, 119991 тел:
(495) 939-2388, факс: (495) 939-1489, эл. почта: pavel_bokov@rambler.ru

Приводятся результаты исследований интерференционных эффектов в спектрах электроотражения и электролюминесценции полупроводниковых гетероструктур AlGaN/GaN/InGaN – прототипов сверхярких светодиодов синего свечения.

Кристаллы светодиодов с p-n- гетероструктурами типа InGaN/AlGaN/GaN, выращенные методом металло-органической эпитаксии (MOCVD) на сапфировой подложке (Al_2O_3), монтировались в теплоотводящий корпус методом «flip-chip». На подложке последовательно выращивались буферный слой i-GaN (толщина < 500 нм); буферная сверхрешетка InGaN/GaN и слой n-GaN (толщина 3.5 мкм); 4-5 квантовых ям $In_xGa_{1-x}N$/GaN (активная область, x=0.13-0.15, толщины квантовых ям 3 нм, барьеров 12 нм); слой, блокирующий поперечный транспорт электронов, p-AlGaN (толщина 20 нм); и слой p-GaN (толщина 110 нм). Со стороны контакта к p-области наносилось металлическое отражающее зеркало. Исследованные образцы изготовлены ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и Philips Lumi LEDs. Согласно спецификации изготовителей образцы отличались количеством квантовых ям в активной области: 5 для образцов ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и 4 для образцов Philips Lumi LEDs.

При регистрации спектров гетероструктура освещалась через прозрачную в оптическом диапазоне сапфировую подложку. Угол падения зондирующего излучения на кристалл светодиода составлял 8^o. Спектральное разрешение установки не хуже 1 мэВ. Модуляция коэффициента отражения осуществлялась приложением к контактам светодиода периодического напряжения в виде прямоугольных импульсов с частотой 370 Гц со скважностью 2 и постоянным смещением, при котором p-n – переход оставался закрытым (от -7 до + 2 В).



Спектр электроотражения гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN.
Буквами A, B, C обозначены периоды интерференционных полос

В спектрах электроотражения исследуемых образцов обнаружены линия в области энергий 2.7 эВ, соответствующая межзонным переходам в активной области, и интерференционные полосы различных периодов (см. рисунок). В результате обработки спектров с учетом дисперсии показателя преломления в GaN оценены характерные толщины областей, в которых наблюдается интерференция: 4.9мкм, 720 нм, 240 нм. Первому значению соответствует толщина всей гетероструктуры без учета подложки, второму значению – толщина буферного слоя i-GaN, третьему – область, включающая в себя множественные квантовые ямы и слои p-AlGaN, p-GaN. Появление в спектрах электроотражения интерференционных полос от слоя i-GaN и от области квантовых ям со слоями p-AlGaN, p-GaN, по-видимому, связано со сравнительно большим коэффициентом отражения от активной области гетероструктуры. Периодическое экранирование пьезоэлектрических полей в этой области при модуляции приводит к появлению интерференционного сигнала в спектрах электроотражения.

Проведенные исследования серии образцов показали, что в гетероструктурах, применяемых для изготовления светодиодов, излучающих на длине волны 460 нм, активная область расположена на расстоянии 200 - 280 нм от зеркала резонатора.

При этом исследования эффективности светодиодов показали, что большим КПД обладают образцы, в которых область множественных квантовых ям расположена на расстоянии 210 – 220 нм от зеркала резонатора. В этом случае, активная область попадает в пучность резонатора на длине волны 460 нм.

Минимальным КПД обладали образцы с активной областью, расположенной на расстоянии 270 – 280 нм от зеркала резонатора. В этом случае, активная область гетероструктуры попадает в узел резонатора на длине волны 460 нм.

Таким образом, метод спектроскопии электроотражения позволяет оценивать глубину залегания активной области гетероструктуры по отношению к зеркалу резонатора. Информация о положении области множественных квантовых ям по отношению к зеркалу резонатора гетероструктуры является практически важной и позволяет контролировать качество изготавливаемых резонаторов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-612.2008.2.

THE INTERFERENCE FRINGES IN THE ELECTROREFLECTANCE SPECTRA FROM InGaN/AlGaN/GaN HETEROSTRUCTURES

L.P. Avakyants, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov
Department of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, building 2, Moscow, 119991, Russia

The LEDs InGaN/AlGaN/GaN heterostructures have been studied by means of electroreflectance spectroscopy. The interference fringes were observed in the electroreflectance spectra in the range of 460 – 1000 nm. Analysis of the period of the fringes shows that they are connected with the interference in the layers of the heterostructure with thicknesses of 240 nm, 720 nm and 4.9 μm. The interference signal from the region between multiple quantum wells and reflective mirror is connected with the changing of the reflection coefficient from the multiple quantum wells due to modulation of the electric field in the pn-junction and was used to determine the position of the multiple quantum wells in the heterostructures.

ПЛЕНКИ GaN НА ПОДЛОЖКАХ Si С БУФЕРНЫМ СЛОЕМ Ge

Ю.Н. Бузынин[1]****, О.И. Хрыкин***[1]***, В.Г. Шенгуров***[2]***, М.Н. Дроздов***[1]***, Ю.Н. Дроздов***[1]***, С.А. Денисов*** [2]
[1]Институт Физики Микроструктур Российской академии наук, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород,
Тел.: (831) 438–55–55, E-mail: buzynin@ipm.sci-nnov.ru;
[2]Физико-технический исследовательский институт при НГУ им.Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина, д.23, корп.3, 603950, Нижний Новгород

Специфической трудностью выращивания GaN является отсутствие подложек для гомоэпитаксии. Поэтому вплоть до настоящего времени, практически вынужденным является гетероэпитаксиальный рост GaN на инородных подложках. Из-за большого рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки, также как и обычно применяемых буферных слоев, на границе слой-подложка возникают дислокации несоответствия, а в объеме - генетически связанные с ними наклонные дислокации, деформационные дефекты упаковки, микродвойники. Это ухудшает оптические и электрофизические параметры пленок и затрудняет их приборное применение.

Огромный интерес для использования в качестве подложки для эпитаксии нитридов представляет Si - основной материал полупроводниковой электроники. Несмотря на огромную привлекательность кремниевой подложки, трудно вырастить прямо на ней слои GaN высокого качества из-за большого решетчатого несоответствия (17 %) и большого различия в коэффициентах термического расширения подложки и слоя (56 %). Путь решения проблемы лежит в разработке оптимальных буферных слоев, а также оптимизации условий выращивания пленок.

В данной работе исследуется возможность разработки и применения новых буферных слоев Ge на подложках Si для выращивания методом МОГФЭ пленок GaN. Преимущества буферных слоев Ge состоит в хорошем смачивании слоя галлием, отсутствии взаимодействия между Ga и Ge, близости коэффициентов теплового расширения Ge и GaN, имеющих рассогласование всего 5,5% [1]. Для наиболее часто используемых подложек эта величина значительно выше. Так для Al_2O_3 она составляет 34%, а SiC - 25%.

Рост буферных слоев Ge проводился на установке молекулярно-пучковой эпитаксии с газовым источником, разработанной и изготовленной в НИФТИ ННГУ. В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния n- или p- типа проводимости с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 4,5 и 12 Ом·см, соответственно. Пластины нагревались пропусканием тока. Часть подложки Si была покрыта пористым слоем, другая часть оставалась от него свободной. Это позволяло проводить сравнительное исследование слоев Ge, полученных на пористой и монолитной частях одной и той же подложки при одинаковых условиях роста. Пористый буфер получали методом электрохимического травления. Для выращивания слоев Ge в камеру роста с базовым давлением $\sim 1\cdot 10^{-8}$ торр напускали герман до давления $1\cdot 10^{-3} - 5\cdot 10^{-6}$ Торр, которое поддерживали постоянным в процессе роста слоя с помощью системы напуска газа.

Выращивание пленок GaN на подложки с новым буферными слоями проводилось методом МОГФЭ при пониженном давлении (76 торр) на установке, изготовленной в ИФМ РАН. В качестве материалов источников использовали триметилгаллий ($Ga(CH_3)_3$) и аммиак (NH_3). Газом носителем служил водород, очищенный через палладиевый фильтр. Предэпитаксиальной обработкой подложки Si с буферным слоем Ge служил ее отжиг в водороде при T =900C. При этой же температуре проводился и рост пленки GaN.

Структурное совершенство, электрофизические и фотоэлектрические характеристики полученных буферных слоев и эпитаксиальных пленок GaN изучали с помощью стандартных методик рентгеновской дифрактометрии, оптической и атомно-силовой микроскопии, вторично - ионной масс – спектроскопии и фотолюминесценции.

Найдены условия получения на подложках Si(100) при низкой температуре ($400 \div 500^{o}$C) зеркально гладких, однородных по площади буферных слоев Ge. Снижение температуры эпитаксии было достигнуто за счет применения дополнительного нагревателя в виде Ta-полоски полоски, расположенной вблизи подложки и нагретой до T = 1200^{o}C. Исследования морфологии буферных слоев толщиной ~ 0,3 мкм с помощью интерференционной измерительной системы Talysurf CCI 2000 установили, что шероховатость поверхности не превышает 0,6 нм. Рентгенодифракционные исследования свидетельствуют о том, что слои Ge, полученные при T=400 ^{o}C представляют собой по структуре эпитаксиальный мозаичный монокристалл почти чистого Ge (99±2%), в состоянии, близком к полной релаксации упругих напряжений (рис1-а). Использование пористого слоя приводит к вхождению Si в растущий слой. Как показали данные рентгеновской дифрактометрии при температуре роста 650°С содержание Si в твердом растворе Ge-Si при росте на пористом слое может достигать 45%.

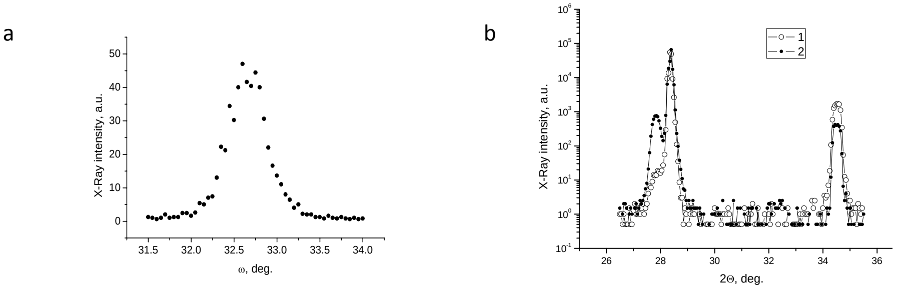


Рис.1.а- Рентгенодифракционная кривая качания буферного слоя Ge/Si(100) (FWHMω= 0.5°) и b- XRD спектры пленки GaN на буферном слое Ge на монолитном (1) и пористом (2) Si(100).

Методом МОГФЭ при пониженном давлении на новых буферных слоях получены монокристаллические однородные, гладкие пленки GaN, имеющие хорошую адгезию с подложкой (рис.1b). Важно отметить, что применение данных буферных слоев позволило снизить температуру роста монокристаллических пленок GaN до 900 °С, в то время как типичные температуры роста с другими буферными слоями составляют обычно 1000-1100°С. Рост GaN происходит непосредственно на слое Ge и не требует осаждения дополнительных буферных слоев. Снижение температуры эпитаксии, а также близость коэффициентов теплового расширения буферного слоя и гетероэпитаксиальной пленки позволяет рассчитывать на улучшение качества материала, в частности, на повышение толщины, не имеющих трещин пленок GaN, на подложках Si.

[1]. R.R.Lieten, S.Degroote, K.Cheng, M.Leys, M.Kuijk, G.Borghs. Growth of GaN on Ge (111) by molecular beam epitaxy. APL 89, 252118 (2006)

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 09-02-01311

GaN FILMS ON Si SUBSTRATES WITH Ge BUFFER LAYER

Yu.N.Buzynin[1]*, O.I. Khrykin [1], V.G. Shengurov[2], M.N. Drozdov[1], Yu.N. Drozdov[1],S.A.Denisov
[1]Institute for Physics of Microstructure, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950, Nizhny Novgorod, Russia, Tel.: (831) 438–55–55, E-mail: buzynin@ipm.sci-nnov.ru;
[2]Physicotechnical Research Institute, Nizhny Novgorod State University, pros. Gagarina, n.23, case 3, 603950, Nizhny Novgorod, Russia

Possibility of working out and application of new Ge buffer layers on Si substrates for GaN films growth by LP-MOCVD method is investigated in the given work. Conditions of reception singlecrystal, mirror smooth Ge buffer layers at low temperature (400 ÷ 500 °C) by CBD hot-wire method on Si (100) substrates are found. Singlecrystal GaN films were grown at T= 900 °C on new buffer layers by LP-MOCVD method.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РОСТА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ПЛЕНКАХ GaN ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ HVPE

Р.И. Горбунов[1]***, Н.И. Бочкарева***[1]***, В.В. Вороненков***[2]***, Ф.Е. Латышев***[3]***, Ю.С. Леликов***[1]***,***
А.С. Зубрилов[1]***, А.И. Цюк***[2]***, Ю.Г. Шретер***[1*]***.***
[1] ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021, Санкт-Петербург;
тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] СПбГПУ, ул. Политехническая, д.29, 195251, Санкт-Петербург;
[3] НИИ Физики им. В.А. Фока СПбГУ, ул.Ульяновская, д.1, 198504, Санкт-Петербург

Метод хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) позволяет достичь высоких скоростей роста и получать толстые эпитаксиальные слои GaN относительно низкой стоимости. Такие слои могут быть использованы в качестве подложек для дальнейшего выращивания слоёв GaN высокого качества с низкой плотностью дислокаций.

Одной из проблем в получении толстых слоёв GaN методом HVPE является стресс, возникающий в процессе роста и при последующем охлаждении подложки с выращенной на ней плёнкой. Стресс приводит к изгибу подложки, образованию дефектов в плёнке и её растрескиванию.

Данная работа посвящена исследованию влияния параметров роста на структурное качество пленок.

Все пленки нитрида галлия были выращены на вертикальном HVPE реакторе. Реактор способен одновременно выращивать шесть подложек диаметром два дюйма. Нагрев реактора производится внешней резистивной двух-зонной печью, которая может смещаться относительно реактора, что позволяет получать большие скорости нагрева или охлаждения рабочей зоны реактора.

Рост проводился на подложках сапфира диаметром 2 дюйма, разориентированных на 0.3 градуса по направлению к плоскости A. Перед депозицией сапфировые подложки отжигалась при температуре 1060°C в атмосфере аммиака в течение 10 минут. Далее наносился буферный слой при давлении 250 Торр и температуре 800С в течение 3 минут. Затем реактор нагревался до температуры роста в атмосфере аммиака. После отжига буфера проводился рост при давлении 800 Торр и температурах 1040-1130С. Скорость роста регулировалась изменением потока HCl в реактор.

На рисунке 1 представлена фотография пленки нитрида галлия в проходящем свете. Пленка толщиной 30 микрон была выращена при температуре 1125С и скорости роста 35 микрон в час. На фотографии хорошо видны многочисленные трещины в пленке. Трещины в основном параллельны направлению <10$\underline{1}$0> и формируют несколько слоев друг над другом. Подобного вида трещины вызваны растягивающим напряжением и возникают в процессе роста пленки [1].

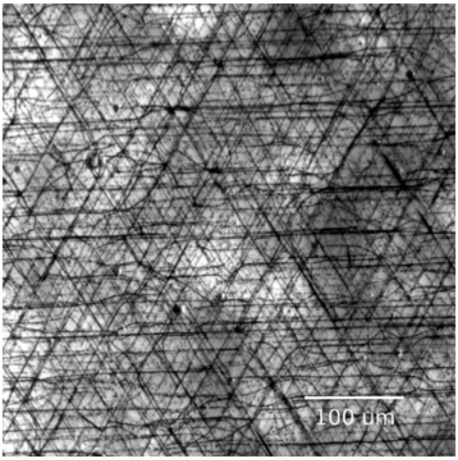


Рис.1. Пленка GaN толщиной 30 микрон, выращенная при высокой температуре и низкой скорости роста.

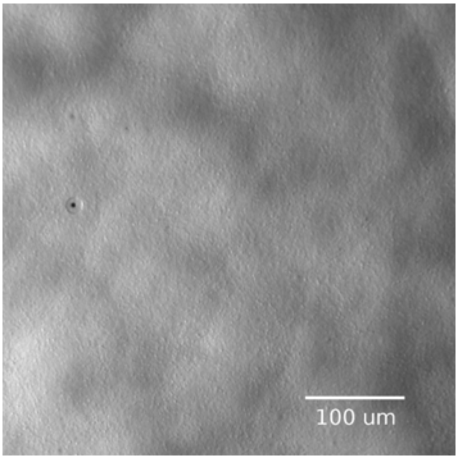


Рис.2. Пленка GaN толщиной 40 микрон, выращенная в две стадии.

Для уменьшения ростового стресса рост пленок проводился в две стадии. На первой стадии выращивался слой при низкой температуре и большой скорости роста. Такая пленка обладает меньшим ростовым стрессом, но неоднородной поверхностью, состоящей преимущественно из малоугловых плоскостей растущих зерен. На рисунке 3 показана фотография поверхности такого слоя, выращенного при температуре 1060°C и скорости роста 200 микрон в час. На рисунке 4 показан профиль этой же пленки.

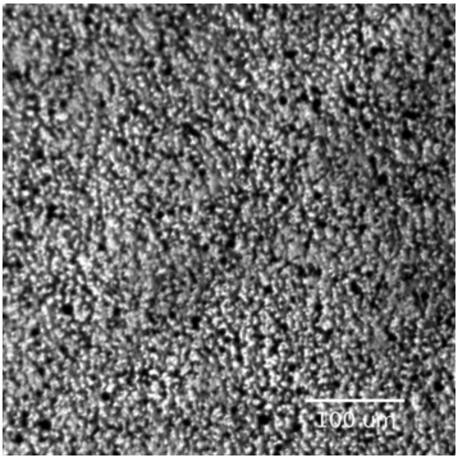


Рис.3. Пленка GaN толщиной 40 микрон, выращенная при низкой температуре и высокой скорости роста.

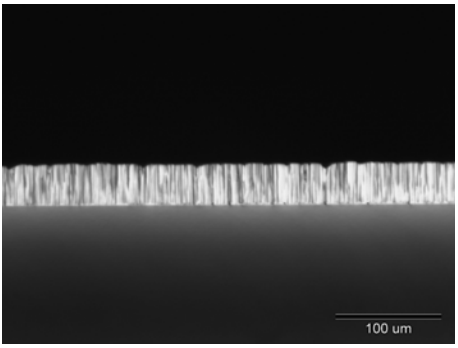


Рис.4. Профиль пленки GaN, выращенной при низкой температуре и высокой скорости роста.

Для выравнивания поверхности сверху выращивался слой высокого качества при высокой температуре и низкой скорости роста. На рисунке 2 показана фотография такой пленки толщиной 40 микрон в проходящем свете.

Варьирование параметров роста позволяет выращивать пленки нитрида галлия толщиной 30-100 микрон без трещин и макродефектов.

[1] E. V. Etzkorn and D. R. Clarke: J. Appl. Phys. 89 (2001) 1025.

EFFECT OF GROWTH PARAMETERS ON STRESS IN HVPE GAN FILMS

***R.I. Gorbunov*[1], *N.I. Bochkareva*[1], *V.V. Voronenkov*[2], *Ph.E.Latyshev*[3], *Y.S. Lelikov*[1],**
***A.S. Zubrilov*[1], *A.I. Tsuk*[2], *Y.G. Shreter*[1*].**
[1] Ioffe Physical Technical Institute, 26, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;
tel.+7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] St.-Petersburg State Polytechnical University, 29, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;
[3] Physics Institute of St.-Petersburg State University, 1 Ulianovskaya str., 198504, St.-Petersburg

One of the problems in growth of thick HVPE GaN films is growth and thermal stress. To decrease the growth stress films were grown by two stages. At the first stage GaN is grown at low temperature and high speed with low growth stress and rough surface. At the second stage high quality layer at high temperature and low growth speed is grown to planarize the surface of the film. Tuning of growth parameters allow one to grow crack-free GaN films with thickness 30-100 microns.

ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК GaN В МАТРИЦЕ AlN

***И.А. Александров*[1]**, *К.С.Журавлев*[1], *P.-O.Holtz*[2].**

[1] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук. пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru;
[2] Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

Структуры с GaN квантовыми точками (КТ) привлекают большое внимание из-за перспективы их использования в качестве активных областей светоизлучающих приборов ультрафиолетового и видимого диапазона, элементов памяти и инфракрасных фотоприёмников на межподзонных переходах. В процессе синтеза энергетически выгодно формирование симметричных КТ в виде усеченных пирамид с гексагональным основанием. Гексагональные GaN КТ отличаются гигантским встроенным электрическим полем напряженностью до нескольких МВ/см, вызванным различием спонтанной и пьезоэлектрической поляризации материала матрицы и КТ, которое значительно влияет на энергетический спектр КТ в силу квантового эффекта Штарка. Кроме того, энергетический спектр КТ зависит также от их формы, величины и пространственного распределения полей упругих напряжений и электрических полей, связанных с зарядами, локализованными на ловушках вблизи КТ.

Для получения информации о степени анизотропии полей в КТ в данной работе исследовалась линейно поляризованная в плоскости поверхности структур фотолюминесценция (ФЛ). Анизотропия КТ обычно вызывает расщепление энергетических уровней нейтральных экситонов в КТ, что позволяет регистрировать в спектрах излучения одиночных КТ дискретные линии, линейно поляризованные в перпендикулярных направлениях [1]. Кроме того, сила осцилляторов этих линий зависит от степени смешивания состояний тяжелых и легких дырок в валентной зоне [2], что приводит к различной интенсивности линий люминесценции. В результате излучение одиночной КТ становится линейно поляризованным, даже если расщепление энергетических уровней нейтральных экситонов настолько мало, что экситонный дублет не разрешается. В GaN/AlN КТ направление линейной поляризации люминесценции отдельных КТ обычно хаотично, что приводит к неполяризованной люминесценции больших ансамблей КТ. В данной работе сообщается о наблюдении линейно поляризованной ФЛ достаточно больших ансамблей КТ и обсуждается происхождение анизотропии излучения.

В работе изучались структуры с КТ GaN в матрице AlN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (0001) сапфира. В качестве источника активного азота использовался аммиак. Одиночный слой КТ формировался на поверхности слоя AlN при сравнительно низкой температуре подложки около 540 °С, что позволило формировать КТ без смачивающего слоя. Для изменения размеров КТ варьировалось номинальное количество осажденного GaN, равное около 1, 2 и 4 монослоям в образцах №415, 416 и 417, соответственно. Типичная плотность КТ равнялась 10^{11} см$^{-2}$. Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением лазера с энергией фотона $\hbar\omega$=4,66 эВ, которая больше ширины запрещенной зоны GaN (3,5 эВ) и меньше таковой в AlN (6,2 эВ). Максимальная мощность излучения лазера была 5 мВт. Лазерное излучение фокусировалось на образце в пятно диаметром примерно 1,5 μм, в которое попадает примерно 10^3 КТ. Поляризация ФЛ вращалась с помощью полуволновой пластины и анализировалась призмой Глана - Томпсона. ФЛ регистрировалась с помощью спектрометра, оснащенного ПЗС камерой, охлаждаемой жидким азотом.

Спектры микро-ФЛ структур с GaN/AlN КТ, представленные на рис.1, состоят из яркой полосы с энергией максимума, варьировавшейся в пределах 3,2 – 3,8 эВ из-за изменения размеров КТ в различных образцах. Типичная ширина полос ФЛ на полувысоте равнялась 400 мэВ. Было обнаружено, что интенсивность ФЛ образца с минимальной плотностью КТ уменьшается более чем на два порядка величины в течение примерно 30 минут под действием стационарного лазерного излучения, а затем остается постоянной. ФЛ остальных исследованных образцов была неизменной. Спектр ФЛ образца №417 был записан после стабилизации его интенсивности.

Спектры микро-ФЛ образца №417 с ортогональным направлением поляризации показаны на рис.2. Видно, что излучение линейно поляризовано, степень линейной поляризации, определенная как $P=(I_v-I_h)/(I_v+I_h)$, равна P = 15%. Зздесь I_v *и* I_h интенсивности в максимуме спектров ФЛ, с поляризацией параллельной и перпендикулярной оси призмы Глана – Томпсона, соответственно.

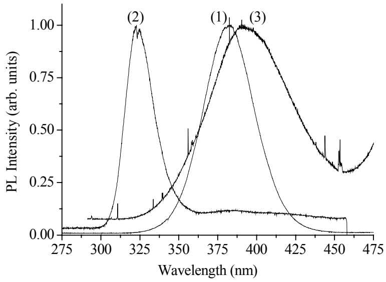


Рис.1. Нормированные спектры микро-ФЛ структур с GaN/AlN КТ, измеренные при температуре 3,6 K. (1) – образец №415, (2) – образец №416, (3) – образец №417 с номинальной толщиной GaN равной 4, 2 и 1 монослою, соответственно.

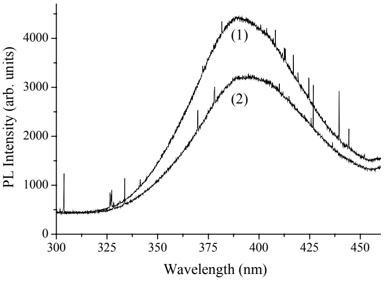


Рис.2. Спектры микро-ФЛ образца №417, измеренные при различном направлении поляризации: (1) параллельно и (2) перпендикулярно оси анализатора после примерно 30 минутного освещения лазером.

ФЛ образцов с большим покрытием GaN поляризована в меньшей степени, а именно, для образца №415 степень поляризации ФЛ равна 6%, а для образца №416 составляет только 2%, что сравнимо с точностью наших экспериментов.

Мы предполагаем, что линейная поляризация ФЛ обусловлена тем, что GaN КТ преимущественно формируются вблизи минимумов упругой энергии на поверхности слоёв AlN, близких к дефектам, таким как дислокации, которые ориентированы определенным образом. Это приводит к анизотропному распределению упругих напряжений и формы квантовых точек и, как следствие, к линейной поляризации ФЛ. Большая степень поляризации образца с минимальным содержанием GaN связана с тем, что в этом образце большая доля КТ сформировалась вблизи дислокаций. Эти дислокации могут выступать также в качестве центров безызлучательной рекомбинации, гасящих ФЛ КТ.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00974.

[1] E.Poem, J.Shemesh, I.Marderfeld, D.Galushko, N.Akopian, D.Gershoni, B.D.Gerardot, A.Badolato, and P.M.Petroff, Phys. Rev. B 76, 235304 (2007).

[2] D.Gammon, E.S.Snow, B.V.Shanabrook, D.S.Katzer, and D.Park, Phys.Rev.Lett. 76, 3005 (1996).

LINEAR POLARIZED PHOTOLUMINESCENCE FROM ENSEMBLES OF GaN QUANTUM DOTS IMBEDDED IN AlN MATRIX

I.A. Aleksandrov[1]*, K.S. Zhuravlev[1], and P.-O. Holtz[2]
[1] Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk,
ph.: +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru
[2] Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

We report microphotoluminescence studies of GaN/AlN quantum dots grown along the (0001) crystal axis by molecular-beam epitaxy on sapphire substrates. To obtain quantum dots with different density and size a nominal GaN coverage was varied from 1 to 4 monolayers. The highest density of quantum dots was about 10^{11} cm^{-2}, so about 10^3 quantum dots was excited in experiments. We found that the photoluminescence intensity of a sample with the smallest amount of deposited GaN decreases in more than two orders of magnitude under continuous-wave laser exposure during about 30 minutes and then it remains stable. The photoluminescence intensity of the rest samples was time-independent quantity. The emission band of the former sample exhibits a prominent linear polarization along the growth plane. We assume that the quite high degree of polarization can be due anisotropy of strain and/or shape of the quantum dots formed near dislocations which act also as recombination centers causing photoluminescence quenching.

СОЗДАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БРЭГГОВСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InAlN/GaN И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

Е.Е. Заварин[1]*, В.В. Лундин[1], М.А. Синицын[1], А.В. Сахаров[1], С.О. Усов[1], А.Е. Николаев[1], С.И. Трошков[1], М.А. Яговкина[1], Е.В. Яковлев[2], Р.А. Талалаев[2], Д.В. Давыдов[1], А.В. Лобанова[2], Н.А. Черкашин[3], M.J. Hytch[3], П.Н. Брунков[1], А.Ф. Цацульников[1]
[1]ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН. Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
тел. +7(812)297-6866, e-mail: zavarin@yandex.ru;
[2] STR Group - Soft-Impact Ltd., а/я 89, 194156, Санкт-Петербург, Россия
[3]CEMES/CNRS, 29 rue Jeanne Marvig, 31055, Toulouse, France

Большое различие коэффициентов преломления для GaN и решеточно согласованного с ним раствора InAlN в сочетании с малыми напряжениями в слоях делает возможным создание бездефектных распределенных брэгговских отражателей (РБО) с высокими коэффициентами отражения. Несмотря на то, что такие структуры уже были продемонстрированы [1], очень мало доступной информации о росте и свойствах таких структур.

В данной работе слои InAlN и InAlN/GaN РБО были выращены методом МОГФЭ с использованием модернизированной установки Epiquip VP-50RP и AIXTRON 2000HT. Рост осуществлялся на слоях $GaN/Al_2O_3(0001)$, выращенных с использованием стандартного двухстадийного метода и напрямую на $Al_2O_3(0001)$. Структуры были исследованы с помощью спектрометрии оптического отражения (Leitz MPV-SP), растровой электронной микроскопии (РЭМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ), дифракции рентгеновских лучей (XRD).

Оптимизация роста InAlN началась с роста одиночных слоев толщиной (?) с мольной долей InN около 17% (решеточно согласованный состав с GaN при комнатной температуре). Были проведены серии экспериментов с изменением температуры роста, давления в реакторе, потоков NH_3, N_2, TMAl, TMIn. Оптимальные условия роста AlN и InN значительно различаются, поэтому начальные условия роста твердого раствора InAlN были выбраны как компромисс между нашими стандартными условиями роста AlGaN и InGaN и в соответствии с проведенным моделированием эпитаксиального процесса. Было показано, что в слоях InAlN наблюдается фазовый распад, который определяется соотношением скорости роста, отношением V/III и давлением в реакторе. В условиях подавления фазового распада были получены одиночные слои InAlN с мольной долей ~17% однородного состава толщиной до 700нм.

При выращивании РБО InAlN/GaN было показано, что для получения структур с резкими и плоскими интерфейсами слои GaN необходимо выращивать в условиях, способствующих планаризации их поверхности, то есть при высокой температуре и в атмосфере водорода. Поэтому оптимальным режимом роста РБО является рост InAlN при температуре 820-840^{0}C в азоте, а слоев GaN в водороде при температуре 1030^{0}C. Дальнейшая оптимизация условий роста РБО с малым изменением параметров роста позволила создать прекрасные РБО с коэффициентом отражения более 99% в широком диапазоне длин волн, имеющих очень гладкую поверхность и резкие интерфейсы между слоями (рис.1). Несмотря на высокую величину E_g для InAlN, легированные кремнием РБО имели σ_e~60 (Ом·см)$^{-1}$ при n_e=2-3·10^{18}см$^{-3}$ и μ_e=100-130 см^2/(В·с), что позволяет применять РБО в приборных структурах. Однако детальное исследование структуры показало, что слои InAlN и РБО в целом имеют сложную дефектную структуру. При анализе изображений ПЭМ, полученных с g=0002 (рис.2), не наблюдается краевых и винтовых дислокаций, рождающихся в РБО InAlN/GaN. Однако краевые дислокации обнаруживаются при анализе изображений ПЭМ, полученных с g=2-1-10 (рис.2). Их плотность составляет около 10^{10}см$^{-2}$, что более, чем на порядок, больше, чем в нижележащем слое GaN. Дислокации зарождаются в слое InAlN ближе к его верхней части и могут замыкаться друг на друга как в этом же слое, так и в следующем слое GaN или даже в следующем за ним слое InAlN. Плотность этих дислокаций постепенно увеличивается от нижней к верхней части РБО. Несмотря на большую плотность дислокаций внутри РБО структуры, светодиодные структуры InGaN/AlGaN, выращенные на таком РБО, показывали достаточно высокую эффективность. Верхний интерфейс каждого слоя InAlN достаточно развитый, в то время как нижний - плоский, что свидетельствует о полной планаризации поверхности при росте каждого слоя GaN. Анализ изображений ПЭМ высокого разрешения показал, что каждый слой InAlN содержит два подслоя один над другим. Первые 5-15 нм слоя InAlN однородные (двухмерные) и не содержат дефектов. Второй подслой содержит 3-х мерные гранулы InAlN, которые совпадают по параметру решетки в плоскости с параметром решетки GaN и в тоже время отличаются от InAlN нижнего подслоя небольшим наклоном и значительным поворотом в плоскости слоя. Более того, каждый слой InAlN является неоднородным по составу в направлении роста. Первые 50нм слоя (и 2-D и 3-D части) испытывают напряжение сжатия, что говорит о превышении состава InAlN по InN по сравнению с более решеточно-согласованным с GaN, и состав по InN увеличивается по мере роста РБО. Кроме того, последние 2-3нм каждого InAlN слоя испытывают сильное напряжение растяжения, что соответствует составу твердого раствора очень близкого к AlN. Возможно, эти слои AlN формируются в результате отжига при нагреве слоев InAlN для роста GaN в водород-аммиачной атмосфере, что говорит о важности последовательности перехода от роста InAlN к GaN. Таким образом, оптимизированная в терминах плотности трещин структура РБО является неоднородной в терминах постоянных решетки, однако напряжения в ней компенсируют друг друга.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (08-02-01344а) и программы фундаментальных исследований №27 Президиума РАН.

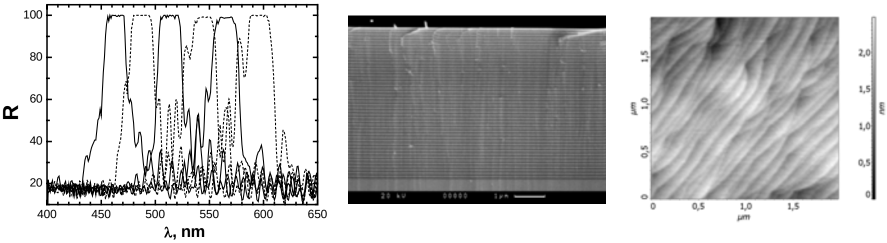


Рис.1 Спектр отражения, изображение скола(РЭМ) и поверхности(АСМ) РБО InAlN/GaN

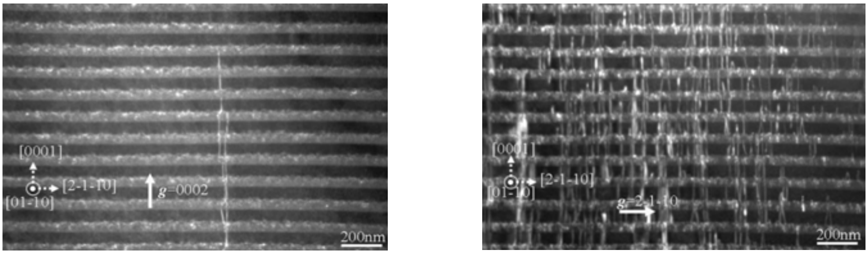


Рис.2. Изображения ПЭМ скола РБО InAlN/GaN вблизи поверхности структуры, полученные с g=0002 (слева) и g=2-1-10 (справа)

[1] R. Butter at al., Jpn. J. Appl. Phys., **44**, 7207 (2005)

GROWTH AND ADVANCED CHARACTERIZATION OF InAlN/GaN DISTRIBUTED BRAGG REFLECTORS

E.E. Zavarin[1]*, W.V. Lundin[1], M.A. Sinitsyn[1], A.V. Sakharov[1], S.O. Usov[1], A.E. Nikolaev[1], S.I. Troshkov[1], M.A. Yagovkina[1], E.V. Yakovlev[2], R.A. Talalaev[2], D.V. Davydov[1], A.V. Lobanova[2], N.A. Cherkashin[3], M.J. Hytch[3], P.N. Brunkov[1], and A.F. Tsatsulnikov[1]
[1] Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021, St-Petersburg, Russia
phone +7(812)2976866, *zavarin@yandex.ru
[2] STR Group - Soft-Impact Ltd., P.O. Box 89, 194156, St.Petersburg, Russia
[3] CEMES/CNRS, 29 rue Jeanne Marvig, 31055, Toulouse, France

We have developed growth technique of InAlN/GaN DBRs with very high reflectivity (>99%) for the whole visible range. Detailed investigations have shown that in spite of good optical and morphological properties the internal structure of these DBRs is imperfect, with high density of edge-type dislocations and complex structure of InAlN layers. InAlN growth peculiarities limit the thickness of acceptable-quality material and require precise parameters optimization.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БРЕГГОВСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ InAlN/GaN

С.О. Усов[1,2]*, Е.Е. Заварин[1,2], А.Ф. Цацульников[1,2], В.В. Лундин[1,2], А.В. Сахаров[1,2], А.Е. Николаев[1,2], М.А. Синицын[1,3], Н.В. Крыжановская[1], С.И. Трошков[1], Н.Н. Леденцов[1]
[1]Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru
[2]Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и
субмикронных гетероструктур РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург
[3]Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН,
ул. Хлопина, 8, корп. 3, 195220, Санкт-Петербург

Разработка технологии эпитаксиального роста распределенных брегговских отражателей (РБО) для видимого диапазона на основе нитридов третьей группы связана с разработкой и созданием резонансных светодиодов и вертикально-излучающих лазеров на основе InGaAlN [1]. Использование полупроводниковых монолитных РБО вместо диэлектрических, таких как SiO_2/Si_3N_4, SiO_2/HfO_2, TiO_2/SiO_2, позволяет упростить конструкцию и пост-ростовые операции при изготовлении светоизлучающих приборов.

В отличие от других полупроводниковых РБО использование системы материалов InAlN/GaN позволяет преодолеть проблему возникновения упругих напряжений, которые при увеличении толщины и числа периодов слоев приводят к нарушению морфологии поверхности или образованию трещин. Поскольку слой $In_xAl_{1-x}N$ при x=0.17 является решеточно-согласованным с GaN в плоскости эпитаксиального роста, то при изменении состава In в твердом растворе InAlN от 14 до 20% рассогласование постоянной решетки с GaN находится в пределах 0.5%, что позволяет выращивать InAlN/GaN эпитаксиальные структуры большой толщины на буферных слоях GaN без ухудшения морфологии и появления трещин. Разница в показателях преломления между InAlN и GaN, составляющая 6-8% в диапазоне длин волн 400-600 нм, обеспечивает возможность создания InAlN/GaN РБО с коэффициентами отражения более 99%.

В работе проведено исследование оптических и структурных свойств распределенных брегговских отражателей на основе $In_xAl_{1-x}N$/GaN, имеющих максимумы отражения в широком диапазоне длин волн от 460 до 610 нм. Исследованные образцы были выращены на сапфировых подложках ориентации (0001) с буферным слоем GaN толщиной около 3 мкм методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) на модифицированной установке Epiquip VP-50 RP. Аммиак, триметилгаллий (ТМГ), триметилиндий (ТМИ), триметилалюминий и моносилан использовались в качестве соединений – источников. При выращивании эпитаксиальных слоев GaN в качестве несущего газа использовался водород, при выращивании InAlN – азот. [2].

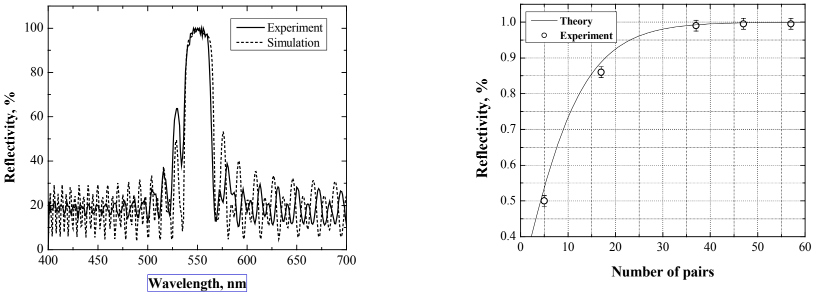
Из анализа изображений, полученных методом растровой электронной микроскопии на установке CamScan S4-90FE, установлено, что выращенные РБО на основе InAlN/GaN имеют ярко выраженную периодическую структуру с резкими интерфейсами. Структурные свойства были исследованы методом рентгеновской дифракции высокого разрешения на установке Bruker Discover D8. Спектры оптического отражения сниманились при нормальном падении с использованием галогеновой лампы в качестве источника света и с нормировкой полученных спектров на отражение от эталонного образца. Моделирование спектров оптического отражения (рис. 1a) осуществлялось с помощью программы, основанной на методе матриц передачи [3, 4].

Для определения влияния параметров эпитаксиального роста на РБО были исследованы структуры, содержащие от 17 до 57 периодов слоев InAlN/GaN. Проведен анализ влияния параметров эпитаксиального роста, толщин и числа периодов слоев $In_xAl_{1-x}N$/GaN на коэффициент отражения, оптические и структурные свойства распределенных брегговских отражателей. Показано, что зависимость коэффициента отражения для исследуемых структур от числа пар InAlN/GaN находится в хорошем согласии с расчетной зависимостью (рис. 1b), что обеспечивает оптимизацию РБО для выбранного коэффициента отражения. Показано, что для роста $In_xAl_{1-x}N$/GaN РБО толщины слоев InAlN в структуре не должны превышать ~60 нм для сохранения морфологии поверхности и для предотвращения формирования дефектов в структуре.

Полученные в работе РБО дали возможность вырастить светодиоды, содержащие под InGaN/GaN активной областью РБО InAlN/GaN с различным числом пар от 7 до 17. Исследования светодиодных структур с РБО показали, что осаждение РБО не приводит к ухудшению структурных и оптических свойств активной области светодиодов.

В результате проведенной оптимизации параметров роста и структуры полупроводниковых РБО были получены распределенные брегговские отражатели с коэффициентом отражения более 99% в широком интервале длин волн от 460 до 610 нм на основе системы материалов InAlN/GaN. Созданы светодиодные структуры на основе InGaN/GaN синего диапазона с использованием InAlN/GaN распределенных брегговских отражателей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 08-02-01344-а) и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».



(a) (b)

Рис.1. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (пунктирные линии) спектры отражения для РБО, содержащего 37 периодов слоев InAlN/GaN (a); Зависимость максимального коэффициента отражения от числа периодов InAlN/GaN в исследуемых структурах (b)

[1] Dong-Xue Wang, Ian T. Ferguson, John A. Buck, Applied Optics 46, 4763-4767 (2007)
[2] W.V. Lundin, *Proc European Workshop on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (EW-MOVPE) XIII*, (Ulm, Germany, 2009)
[3] Ammon Yariv, Pochi Yeh, J. Opt. Soc. Am. **67**, 438- 448 (1977)
[4] H.A. Macleod, Thin-Film Optical Filters Third Edition. Bristol, UK: Institute of Physics Publishing, 678 pp., 2001

INVESTIGATION OF OPTICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF InAlN/GaN DISTRIBUTED BRAGG REFLECTORS

S.O. Usov^{1,2}*, ***E.E. Zavarin***^{1,2}, ***A. F. Tsatsul'nikov***^{1,2}, ***V.V. Lundin***^{1,2}, ***A.V. Sakharov***^{1,2},
A.E. Nikolaev^{1,2}, ***M. A. Sinitsyn***^{1,3}, ***N.V. Kryzhanovskaya***^{1}, ***S.I. Troshkov***^{1}, ***N.N. Ledentsov***^{1}.
^{1}Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg,
+7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru
^{2} Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS,
Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg
^{3} St Petersburg Physics and Technology Centre for Research and Education of RAS, Hlopina ul. 8-3,
195220 St.Petersburg

The structural and optical properties of InAlN/GaN distributed Bragg reflectors (DBRs), grown by metal organic chemical vapor deposition on sapphire substrates, were investigated. The structural properties were studied using scanning electron microscopy and high resolution X-ray diffraction methods. Modeling of the experimental reflection spectra were performed by the simulation based on transfer matrix method. The influence of the growth regimes and thickness of the InAlN layers on reflectance, optical and structural properties of DBRs were carried out. It was shown that optimization of growth regimes allows to realize semiconductor InAlN/GaN DBRs with high values of reflectivity (more than 99%) in the spectral range from 460 to 610 nm. Blue light-emitting diodes with InGaN/GaN active region were made using these InAlN/GaN distributed Bragg reflectors.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ВЫСОКОМОЩНЫХ InGaN СВЕТОДИОДОВ В ШИРОКОМ ТЕМПЕРАТУРНО-ТОКОВОМ ДИАПАЗОНЕ.

А.Л.Закгейм[1], Д.А.Закгейм[2], М.Н.Мизеров[1], А.С.Павлюченко[2], А.Е.Черняков[1]*
[1] УРАН Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН,
194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru
[2] УРАН Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург,
Политехническая ул. 26; ЗАО “ЭПИ-Центр”, 194156, Санкт-Петербург пр. Энгельса, д.27

Современные тенденции в разработке конструкций InGaN светодиодов (СД) характеризуются ростом выходной мощности излучения, удельных токовых нагрузок, увеличением площади излучающих кристаллов. В качестве примера приведем СД типа PhlatLight$^{®}$ SST-90-W с рабочим током до 9А и световым потоком 2500лм с единичного кристалла. Две главные причины, ограничивающие сегодня энергетические возможности приборов, заключаются в следующем:

- падение внутренней квантовой эффективности с ростом тока;
- тепловые процессы, обусловленные саморазогревом, следствием которых может явиться падение эффективности, рост интенсивности катастрофических отказов и снижение ресурса.

Как для разработки конструкций мощных СД, так и для выбора режимов эксплуатации важно в «чистом» виде выделить вклад электронных и тепловых процессов в поведение приборов, а также их взаимосвязь и возможности снижения негативных последствий путем оптимизации дизайна СД. Объектом исследования являлись два варианта мощных InGaN кристаллов (S=1mm^2) с квантово-размерной активной областью и площадью 1x1мм^2, смонтированные в корпус ИРС50:

- кристалл EZ 1000 (Cree), вертикальной конструкции, как один из лучших промышленных образцов подобных приборов (внешний квантовый выход η_{ext} >40%, технология изготовления “lift-off”с переносом эпитаксиальной структуры на кремниевый носитель);
- кристалл МК 24 – мезапланарной (флип-чип) конструкции, собственной разработки [1] на основе InGaN гетерострукутры с активной областью, состоящей из квантовых ям, разделенных туннельно-прозрачными барьерами. Структуры выращивались методом MOCVD на установке Veeco D180 и имели: n-слой GaN:Si толщиной 4 мкм, активную область, состоящую из нескольких квантовых ям InGaN (2 нм), разделенных барьерами GaN (2 нм), p-слой GaN:Mg толщиной 0.5 мкм.

Фотографии кристаллов показаны на вставках к рис1.а,б. Оптические измерения проводились с помощью «OL770-LED High-speed Test and Measurement System», температурные - в криостате «CCS-450 Standard Optical Closed-cycle Refrigerator Systems». Тепловое сопротивление оценивалось по методу переходных электрических характеристик прибором «Thermal tester T3Ster», либо с помощью ИК тепловизионного микроскопа [2] .

На рис.1а,б представлено семейство зависимостей η_{ext} =f(I) в диапазоне температур 150-450К в импульсном режиме: $\tau_и$=20µs, Q=100, I = 0.01-2A (значения η_{ext} относятся к «голому» кристаллу). Из анализа приведенных зависимостей можно заключить следующее. Для кристаллов из обеих структур при охлаждении от комнатной температуры до 180-200К в области умеренных плотностей тока J~10-30A/cm^2 наблюдается незначительный рост внешней квантовой эффективности, в пределах 6-9%, Последнее может трактоваться в пользу высоких значений внутреннего квантового

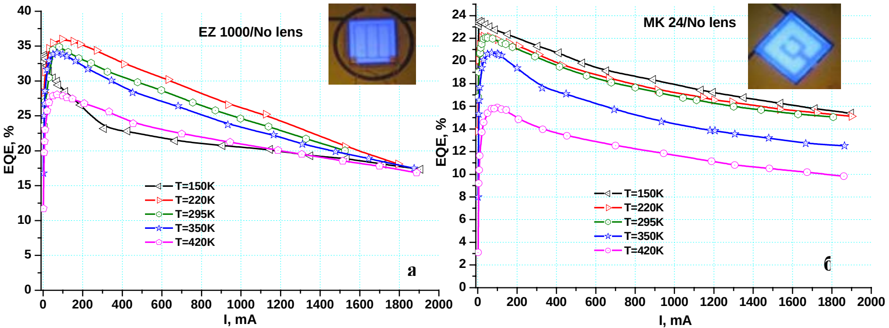


Рис.1. Зависимость внешнего квантового выхода от тока для излучающих кристаллов EZ 1000 (а) и МК 24 (б) в диапазоне температур 150-420К. Импульсный режим, без линз.

выхода η_{int} - на уровне ~90% при комнатных температурах. Разница в абсолютных значениях η_{ext} кристаллов EZ 1000 и МК 24 объясняется коэффициентом вывода излучения, что является предметом отдельного обсуждения. В области положительных температур 300-450К и токов 300-1000мА для обоих типов приборов наблюдается линейное падение η_{ext} с ТКη_{ext}~0.15-0.22%/К.

Полученные значения ТКη_{ext} хорошо объясняют сравнительный вид представленных на рис.2 зависимостей η_{ext} от тока для непрерывного и импульсного режимов. Как видно из рис.2, влияние разогрева на мощностные характеристики в непрерывном режиме вплоть до 1А пренебрежимо мало. Действительно, из наших независимых измерений следует, что тепловое сопротивление $R_{\theta,j\text{-case}}$ для кристалла МК 24 составляет ~10K/W (для EZ 1000 – ~15K/W). При рассеиваемой на токе 1А мощности ~2.8W, связанное с перегревом снижение η_{ext} менее 5% от исходной величины.

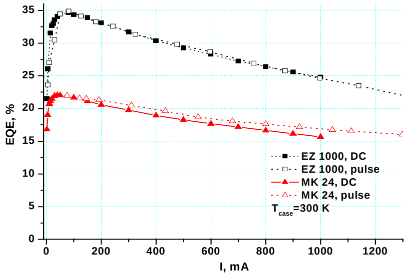


Рис.2. Сравнительный вид зависимостей η_{ext} = f(I) в непрерывном и импульсном режиме для EZ 1000 и МК 24.

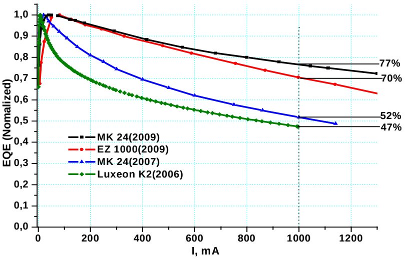


Рис.3. Прогресс в преодолении падения эффективности с током: 2006-2009гг.

Таким образом, главным фактором падения эффективности InGaN излучателей при больших токах являются электронные процессы в активной области [3-5]. На практике, за последнее время достигнут прогресс в «смягчении» падения η_{ext} с током за счет технологических «ноу-хау» ведущих исследовательских групп и фирм. На рис.3 представлены зависимости η_{ext} = f(I) для некоторых определяющих мировой уровень СД: Luxeon K2 (Lumileds, 2006), EZ 1000 (Cree, 2009), а также наших - МК 24(2007 и 2009 гг.). Очевидна заметная тенденция уменьшения крутизны падения η_{ext}: 47% от максимума при I=1A в 2006г. и 77% - в 2009г. В нашем случае сглаживание зависимости η_{ext} = f(I) достигается за счет использования InGaN квантовых ям с туннельно-прозрачными барьерами.

[1] Д.А.Закгейм, И.П Смирнова, А.Л.Закгейм Е.М Аракчеева и др., ФТП, **39** (7), 885 (2005).
[2] А.Л.Закгейм, Г.Л.Курышев, М.Н.Мизеров, В.Г.Половинкин, и др., ФТП, **44** (3), 390 (2010).
[3] И.В.Рожанский, Д.А.Закгейм. ФТП, **40**(7), 861 (2006)
[4] C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner et.al. APL **91**, 141101 (2007)
[5] Jiuru Xu,1 Martin F. Schubert et.al.. APL **94**, 011113 (2009)

FEATURES OF HIGH-POWER InGaN LEDs OPERATING IN WIDE TEMPERATURE-CURRENT RANGE.

A.L.Zakgeim[1]*, D.A.Zakgeim[2], M.N.Mizerov[1], A.S.Pavlyuchenko[2], A.E.Chernyakov[1]
[1]Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS,
Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, *e-mail:zakgeim@mail.ioffe.ru
[2]Ioffe Physical-Technical Institute RAS; “EPI-Centre”, Engel’sa 27, 194156 St.Petersburg

The experimental dependencies of the quantum efficiency on the temperature and the current density through p-n-junction for high-power InGaN LEDs are presented. The investigated temperature range is 100 - 450K, currents - 0-2A (DC and pulse modes). As an object of study two types of emitting dies “flip-chip” and “vertical configuration” were employed. It was found that efficiency droop with current may be depressed by optimization of the active region design and current spreading condition.

МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

ЛМ. Коган[1*], ***Н.А. Гальчина***[1], ***А.А. Колесников***[2] , ***Ю.А. Портнягин***[3], ***И.Т. Рассохин*** [1]
[1]ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33,
e-mail: Levkogan@mail.ru
[2]ОАО «ОПТРОН», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва.
[3]ООО «КБСП», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва.

Для разработки мощных светодиодов (СД) с ультрафиолетовым излучением использовались кристаллы фирмы "SemiLEDs" типа SL-V-U40AC размером 1,07x1,07 мм (площадь p-n-перехода 0,97x0,97 мм). Кристаллы выполнены на основе гетероструктур в системе AlInGaN. Активная область представляет собой двойную гетероструктуру InGaN/AlGaN. Кристаллы имеют "вертикальную " структуру.

Разработанные конструкции СД содержат ножку с наваренной медной пластиной и полимерный купол с показателем преломления n= 1,56. Для эффективного вывода излучения и формирования заданной диаграммы направленного излучения в диапазоне $2\theta_{0,5}$ $^{=}$ 15-120 град СД содержат отражатель бокового излучения кристалла и полимерную полусферическую линзу. Для получения узкой диаграммы направленности излучения с $2\theta_{0,5}$ = 5-10 град и снижения потерь на сферическую аберрацию применён эллиптический полимерный купол, в котором кристалл находится во втором от вершины купола фокусе эллипса [1,2]. Тепловое сопротивление конструкций светодиодов 7-10 °C/Вт.

Спектры излучения приведены на рис.1. Как следует из рисунка, полосы излучения весьма узкие. Так, полуширина полосы излучения СД с λ_{max}= 360-370 нм составляет 10±1 нм, СД с λ_{max} = 380-385 нм - 12±1 нм, СД с λ_{max} = 395-405 нм - 14,5±1 нм.

Спектральный сдвиг полосы излучения с ростом тока от 50 до 350 мА не превышает 1-1,5 нм. Полученные энергетические и электрические характеристики СД приведены в таблице.

Энергетические и электрические характеристики при T=25±10°C.

Тип	Входные электрические параметры			Энергетические параметры			
	$J_{пр}$, мА	$U_{пр}$, В, не более	Рэл, Вт	λ_{max}. нм	P_e, мВт	$2\theta_{0,5}$, град	J_e, Вт/ср
У-345УФ (360)-5	350	4,3	1,4	360-370	30-45	5±1	0,45-0,6
У-345УФ (360)-120					50-60	120	-
У-345УФ (380)-5	350	4,0	1,2	380-385	45-60	5±1	1,8-2,1
У-345УФ (380)-120					100-135	120	-
У-345УФ (400)-5	350	4,0	1,2	395-405	105-120	5±1	2,7-3,3
У-345УФ (400)-120					250-350	120	-

Как следует из таблицы, максимальная мощность излучения Pe =250-350 мВт получена на СД с λmax= 395-405 нм. При уменьшении длины волны излучения до λmax = 380-385 нм и 360-370 нм мощность излучения снижается, соответственно, до 100-135 и 50-60 мВт. Максимальная сила излучения Je создаётся в СД с углом излучения 5±1 град. При длине волны излучения λ_{max} = 395-405 нм она достигает 2,7-3,3 Вт/ср, при λ_{max} = 380-385 нм -1,8-2,1 Вт/ср. Полученные значения силы излучения весьма существенны и представляют практический интерес. Зависимости мощности излучения и силы излучения от прямого тока близки к линейной (рис.2).

Внешний квантовый выход излучения СД составил $\eta_e \approx 32\%$ (для приборов с λ_{max}= 395-405 нм), 12% (λ_{max} = 380-385 нм) и 5% (λ_{max} = 360-370 нм). Приборы можно использовать в импульсном режиме при предельно-допустимом среднем токе 200 мА. СД необходимо применять с использованием внешнего радиатора.

Для получения большей мощности излучения созданы образцы СД, содержащие 3 кристалла, соединённые последовательно. Мощность излучения при прямом токе 350 мА и прямом напряжении 10-10,5 В составила 700-800 мВт (для длины волны излучения λ_{max} - 395-405 нм) при угле излучения $2\theta_{0.5}$= 20 - 120 град.

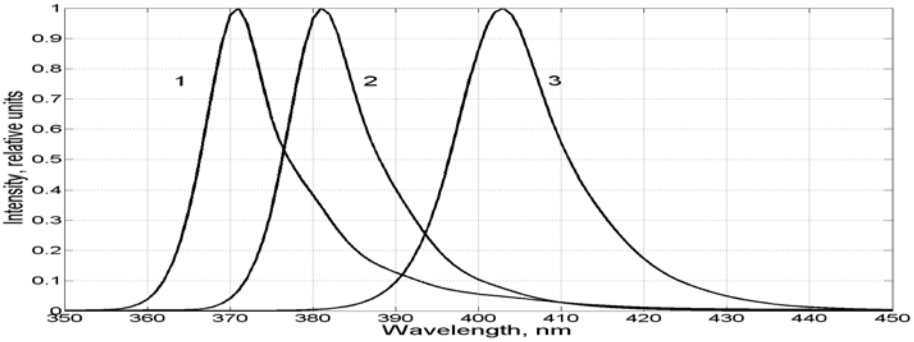


Рис. 1. Типичные спектры излучения СД с длиной волны в максимуме спектральной полосы 360-370 нм (1), 380-385 нм (2) и 395-405 нм (3).

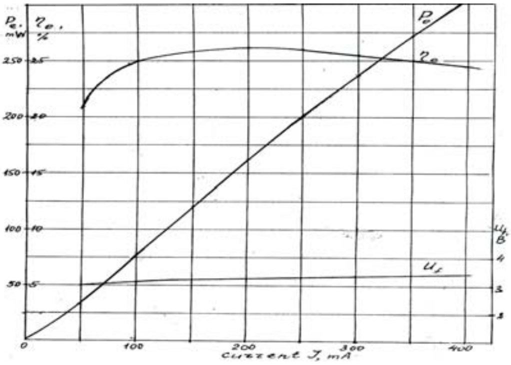


Рис. 2. Типичная зависимость мощности излучения (P_e), внешнего квантового выхода (η_e) и прямого напряжения (U_f) от прямого тока (J), снятая на СД с λ_{max}= 400 нм.

[1] Патент РФ на полезную модель № 48673 «Мощный светодиод» с приоритетом от 25.10.2004. Авторы: Л.М. Коган, И.Т. Рассохин, Н.А. Гальчина.
[2] Патент РФ на изобретение № 2207663 «Светодиод» с приоритетом от 17.07.2001. Авторы: Н.А. Гальчина,Л.М.Коган.

HIGH-POWER LIGHT-EMITTING DIODES WITH ULTRA-VIOLET RADIATION

L.M.Kogan[1] *, N.A.Galchina[1], A.A.Kolesnikov[2], J.A.Portnjagin[3], I.T.Rassohin[1].
[1]Open Company ‘NPC OEP ‘OPTEL”, street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow, ph. +7 (495) 366-05-33,
e-mail: Levkogan@mail.ru
[2]Open Company “OPTRON”, street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow.
[3]Open Company “KBSP”, street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow.

High power light-emitting diodes with ultra-violet radiation on a basis geterostructur in system AlInGaN are developed and investigated. The spectrum of radiation is characterized by narrow strips with length of a wave in a maximum of a spectral strip 360-370, 380-385 and 395-405 nanometers. Poluwidth strips accordingly, 10, 12 and 14,5 nanometers. Capacity of radiation at a current 350 мА, accordingly, 50-60 мW, 100-135 мW and 250-350 мW, that corresponds to an external quantum output of radiation of 5 %, 12% and 32 %. At light-emitting diodes with the narrow diagram of an orientation of radiation ($2\theta_{0,5}$=5°) force of radiation reaches 2,7-3,3 W/sr. Dependences of capacity of radiation and force of radiation on a direct current in a range of currents 50-400 мА are close to linear.

ПЛЁНКИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ АЛМАЗЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЛОЕВ TiN И АНОДНОГО ОКИСЛА АЛЮМИНИЯ

А.А. Донсков [1], Л.И. Дьяконов[1], А.В. Говорков[1], Ю.П. Козлова[1]*, С.С. Малахов[1], А.В. Марков[1], М.В. Меженный[1], В.Ф. Павлов[1], А.Я. Поляков[1], Н.Б. Смирнов[1], Т.Г. Югова[1], М.П. Духновский[2], А.К. Ратникова[2], Ю.Ю. Фёдоров[2], В.И. Ратушный[3] , О.Ю. Кудряшов[4], И.А. Леонтьев[4]

[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер. д.5, стр.1, 119017 г. Москва,
тел.: +7(495)9516409, e-mail: jpkozlova@rbcmail.ru,
[2]ФГУП «НПП «Исток», ул. Вокзальная д2А 141190 г. Фрязино,
тел.: +7(495)4658636 e-mail: istok220@mail.ru,
[3]ВИ(Ф) ГОИ ВПО ЮРГТИ (НПИ) ул.Ленина 73/94, 347360, г.Волгодонск Ростовской обл.,
тел.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru
[4]ООО «ТВИНН», ул. Феодосийская д.1,стр.30, 117216 г. Москва,
тел.: +7(495)6591109, e-mail: twinn_plasma@mail.ru

В последнее время возрос интерес к возможности выращивать эпитаксиальные слои нитрида галлия на алмазе. Это связано с работой над мощными транзисторными структурами на основе нитридов III группы и обусловлено очень высокой теплопроводностью алмаза. Ряду групп уже удалось продемонстрировать рост достаточно совершенных эпитаксиальных плёнок нитрида галлия на монокристаллических алмазных подложках различной ориентации [1,2]. Высказываются предположения, что можно выращивать плёнки нитридов и на значительно более дешёвых поликристаллических алмазных подложках, хотя пока эти усилия не увенчались заметным успехом [3]. В нашем докладе описываются попытки осуществить рост нитрида галлия на поликристаллическом алмазе методом хлорид-гидридной эпитаксии. Алмазные подложки были получены методом CVD на кремниевых подложках с нанесённой на них наномаской из пористого анодного окисла алюминия. После выращивания кремниевая подложка удалялась. Было выполнено несколько серий экспериментов по выращиванию плёнок нитридов. В первой серии нитрид галлия попытались нанести на ростовую поверхность алмазной подложки или на поверхность, обращённую к кремниевой подложке. В том и другом случае не удалось получить сплошную плёнку нитрида галлия. Во второй попытке на обратную сторону алмазной подложки, которая была гораздо более гладкой, чем ростовая сторона, была нанесена маска из пористого анодного окисла алюминия (толщина слоя 0.8 микрон). Выращивание методом ХГЭ происходило при температуре около 1070°C со средней скоростью около 80 микрон/час, ожидаемой из калибровочных процессов на сапфировых подложках. Перед напылением наносился тонкий (по оценке около 20 нм) слой аморфного нитрида галлия при температуре 550°C. Слой отжигался в потоке аммиака, разбавленного азотом, по мере подъёма температуры до температуры выращивания основного слоя нитрида. Этот последний выращивался в течение часа. Было установлено, что в результате роста образовалась сплошная плёнка нитрида галлия толщиной 80 микрон, соответствующей ожидаемой. Рентгенодифракционные исследования показали, что плёнка представляет собой текстуру с ориентацией (0001) и разориентацией между различными зёрнами, достигающей 6.5°. Полуширина кривой качания для отдельных зёрен очень мала, около 120 угловых секунд, что свидетельствует о высоком совершенстве отдельных блоков. Плёнка проводящая, с концентрацией электронов около 10^{19} см$^{-3}$. В спектре катодолюминесценции наблюдалась только лишь краевая полоса с высокой интенсивностью. В картинах распределения интенсивности МКЛ на поверхности плёнки хорошо видны крупные (десятки микрон в поперечнике) гексагональные пирамиды.

В третьей серии опытов в качестве маски при росте использовалась напылённая на «кремниевую» сторону алмазной подложки плёнка титана, которая при отжиге в аммиаке при температуре, близкой к температуре роста, распадалась на островки TiN, образующие естественную наномаску. Выращивание слоя нитрида поверх такой маски в течение полутора часов привело к образованию сплошной плёнки нитрида галлия с ориентацией (0001) и полушириной рентгеновской кривой качания 245 угловых секунд. В процессе охлаждения эта плёнка отделилась от алмазной подложки так же, как это происходило при выращивании на сапфире с использованием подобной маски. Полученная плёнка нитрида галлия была проводящей. С ростовой стороны в спектре МКЛ присутствовала только краевая полоса. В картинах распределения интенсивности МКЛ наблюдалась большая плотность крупных (десятки микрон в поперечнике) гексагональных пирамид. С подложечной стороны плёнка была гладкой и блестящей, интенсивность люминесценции была заметно ниже, чем с ростовой стороны, а в спектре МКЛ помимо краевой полосы присутствовали голубая (2.9 эВ) и жёлтая (2.3 эВ) полосы люминесценции. Кроме того, в картинах распределения краевой МКЛ по поверхности наблюдались тёмные точки, обычно связываемые с дислокациями. Плотность их составляла около 10^8 см$^{-2}$. Наблюдаемые различия между ростовой и подложечной стороной плёнки мы предварительно объясняем улучшением структурного совершенства плёнки по мере увеличения её толщины, а также компенсацией проводимости плёнки вблизи подложки возможным загрязнением углеродом из подложки.

Таким образом, нами показана возможность получения достаточно совершенных слоёв нитрида галлия на поликристаллической подложке из CVD алмаза в случае использования наномасок из пористого нитрида титана или пористого анодного окисла алюминия. Как мы надеемся, при оптимизации этих процессов они могут оказаться полезными для выращивания слоёв нитрида галлия на алмазе с «электронным» качеством слоя, пригодным для реализации приборных структур.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты №07-02-13523, 07-02-01121)

[1] A.Dussaigne, M.Malverni, D. Martin, A. Castiglia, N. Grandjean, (0001) GaN grown on (111) single crystal diamond substrate for high power electronic applications, in the abstracts of International Cpnference on Nitride Semiconductors ICNS-8 (Jeju Island, Korea, October 17-23, 2009) paper K3, p.443-444

[2] A.Georgakilas, G. Tsiakatouras, A.O. Ajagunna, K. Tsagaraki, M. Androulidaki, High quality (0001) GaN films grown on diamond substrates by molecular beam epitaxy, ibid, paper K4, p. 445-446

[3] G.W.G. van Dreumel, T. Bohen, J.G. Buijnsters, J.J. ter Meulen, P.R. Hageman, W.J.P. van Enckevort, E. Vlieg, Oriented growth of GaN on diamond substrates, ibid, paper MP18, p.130-131

GaN EPITAXIAL FILMS GROWN BY HVPE ON POLYCRYSTALLINE CVD DIAMOND SUBSTRATES USING SURFACE NANOSTRUCTURING WITH TiN OR ANODIC Al OXIDE

A.A. Donskov [1], L.I. Dyakonov[1], A.V. Govorkov[1], Yu.P. Kozlova[1*], S.S. Malakhov[1], A.V. Markov[1], M.V. Mezhennyi[1], V.F. Pavlov[1], A.Y. Polyakov[1], N.B. Smirnov[1], T.G. Yugova[1], M.P. Duhnovsky[2], A.K. Ratnikova[2], Yu.Yu. Fyodorov[2], V.I. Ratushnyi[3], O.Yu. Kudryashov[4], I.A. Leontyev[4]
[1]Joint-stock company “Giredmet”, B. Tolmachevkii. 5-1, 119017, Moscow,
ph.: +7(495)9516409, e-mail: jpkozlova@rbcmail.ru,
[2] FSUE«NPP «Istok», Vokzal’naya 2A, 141190 Fryazno,
ph.: +7(495)4658636 e-mail: istok220@mail.ru
[3]VI(F) GOI VPO YuRGTI (NTI) Lenina 73/94, 347360, Volgodonsk Rostovskoj obl.,
ph.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru
[4]LLC «TVINN», Feodosiiskaya 1-30, 117036 Moscow,
ph.: +7(495)6591109, e-mail:leontiev-twinn@mail.ru

Growth of GaN films on alien substrates with high thermal conductivity is of utmost importance for applications in high-power HEMTs and high-power LEDs. Diamond is a very attractive option in that respect. So far it has been demonstrated that high quality GaN growth can be achieved on single crystal diamond substrates with various orientations using MBE or MOCVD techniques. Direct growth of GaN on polycrystalline CVD diamond by any technique has met with only very limited success. In our work we show that if the polycrystalline CVD diamond is separated from Si substrate and the side turned to Si is covered by either TiN or anodic Al oxide this facilitates deposition of reasonably good crystalline quality GaN films by HVPE technique. Porous TiN in these experiments was formed by Ti evaporation and subsequent in situ nitridation in the HVPE machine during pre-growth heating. The films showed the double crystal x-ray (0002) reflection curve half width of 245” and a strong bandedge luminescence. Thick films self-separated from the substrate. When growing on the Si side of the diamond substrate covered with porous Al anodic oxide we observed the formation of well defined (0001) GaN texture with the maximum angle between the c-axes of various grains lower than 6.5 degrees, a very low (120”) half-width of the (0002) rocking curves of individual grains and an intense bandedge luminescence.

This work was supported by RFBR grants #07-02-13523, 07-02-01121.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК InGaN/GaN ДЛЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

<u>Н.В.Крыжановская</u>[1,2]****, В.В.Лундин***[1,2]***, А.Е.Николаев***[1,2]***, А.Ф.Цацульников***[1,2] ***, А.В. Сахаров***[1,2]***,***
Н.А. Черкашин ,[3] ***M. J. Hÿtch***[3]***, Г.А. Вальковский***[1]***, М.А. Яговкина***[1]***, С.О. Усов***[2]
[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия,
тел. +7(812)2927132, e-mail: kryj@mail.ioffe.ru;
[2] Научно – технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур
Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
[3] Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research
31055, Toulouse, France

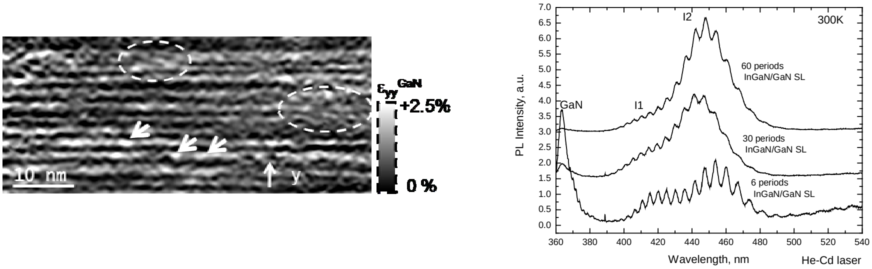
Недавно нами был разработан метод формирования короткопериодных InGaN/GaN сверхрешеток (1нм/1нм) с помощью периодического прерывания роста слоя InGaN с подачей водорода в реактор [1]. Использование таких InGaN/GaN сверхрешеток в активной области светодиодов позволило нам увеличить внешнюю квантовую эффективность излучения [2], тем не менее, детальных исследований свойств InGaN/GaN сверхрешеток, благодаря которым происходит улучшение характеристик светодиодов, нами не проводилось. В данной работе нами исследованы оптические и структурные свойства InGaN/GaN сверхрешеток с различным количеством периодов.

Исследованные структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировых подложках ориентации [0001] на установке AIXTRON. Азот, водород и их смеси использовались в качестве несущих газов. Аммиак, триметилгаллий (ТМГ), триэтилгаллий (ТЭГ), триметилиндий (ТМИ), использовались в качестве соединений−источников. Последовательность слоев в структурах следующая: буферный слой GaN толщиной 4 мкм, сверхрешетка, содержащая *n* периодов 1 нм InGaN / 1 нм GaN, слой GaN толщиной 2 нм. Для формирования слоев сверхрешетки InGaN/GaN использовался метод конвертации слоя InGaN в GaN в атмосфере водорода. В данной работе сверхрешетки InGaN/GaN формировались путем циклического осаждения 2 нм $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ с последующим прерыванием роста в течении 20 сек в атмосфере N_2: H_2 = 7:3. В течение этих прерываний происходила декомпозиция поверхностного слоя InGaN с образованием слоя GaN толщиной ~1 нм. Для исследований были выращены три структуры: A, B и C, в которых количество периодов составляло 6, 30 и 60, соответственно.

Результаты исследований структурных свойств показывают, что исследованные образцы представляют собой хорошо сформированные периодические структуры, обладающие сложным градиентным распределением индия внутри периода и имеющие волнообразную шероховатость внутренних интерфейсов, некоррелированную в вертикальном направлении. Релаксация в структуре отсутствует. Результаты вычислений, проведенных по дифракционным кривым показали, что среднее содержание In в сверхрешетке составляет 5.0±0.5 %, толщина периода 2,0±0,1 нм. Для детального анализа распределения индия внутри периода использовался метод рефлектометрии и были получены карты рассеяния в обратном пространстве вблизи нулевого пика. Из полученных данных следует, что для всех образцов характерно плавное изменение содержания индия в пределах периода - сначала его концентрация возрастает с 6% до 10-12%, а затем падает практически до нуля.

Слои сверхрешетки InGaN/GaN в образце с 30-тью периодами были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения (рис.1, а). На изображении наблюдается периодическое изменение контраста изображения, соответствующее изменению состава слоев. Видно, что слои InGaN являются неоднородными – внутри слоев наблюдается формирование локальных областей, обогащенных по In и имеющих размер ~2-4 нм. Формирование подобных областей наблюдалось ранее также в тонких слоях InGaN толщиной ~3 нм [3]. Помимо образования островков в отдельных слоях InGaN, также происходит формирование областей смыкания соседних слоев InGaN. Данный эффект может быть объяснен локальной неоднородностью конвертации InGaN при прерываниях роста в атмосфере водорода. На спектрах фотолюминесценции (ФЛ) исследованных структур (рис. 1,б) наблюдаются две линии, соответствующие излучению из сверхрешетки InGaN/GaN: одна линия коротковолновая (I1) λ~420 nm (2.95 эВ), другая линия длинноволновая (I2) λ~450 nm (2.753 эВ). Положение линии I1 соответствует длине волны излучения твердого раствора $In_xGa_{1-x}N$ при x=~0,1, что хорошо согласуется с результатами структурного анализа. По мере увеличения количества периодов в сверхрешетке от 6 до 60 происходит насыщение линии I1 и увеличение интенсивности линии I2.

Мы полагаем, что длинноволновая линия I2 связана с излучением из областей сверхрешетки, в которых произошло смыкание соседних слоев InGaN, что привело к образованию локальных потенциальных минимумов.



(a)

(b)

Рис.1. Анализ геометрических фаз изображения части сверхрешетки, полученного с помощью ПЭМ высокого разрешения вдоль оси зоны [-15-40]: деформация относительно GaN, (разрешение 1нм) в направлении y=[0001]. Темные полосы – слои GaN, светлые полосы – слои InGaN. (a); Спектры ФЛ структур A, B и C при комнатной температуре (b).

Наблюдаемая модификация энергетического спектра с изменением числа периодов сверхрешетки может быть использована для обеспечения вертикального транспорта носителей заряда в активной области светодиодных структур.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по образованию, проект «Технология создания монолитного полихромного инжекционного источника белого света на основе квантоворазмерных гетероструктур», Государственного контракта №02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (07-02-01246)

[1] W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, A.E. Nikolaev, A.V.Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, A.V. Lobanova, A.S. Segal, 13th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy, Ulm, Germany, 7-10 June 2009, Booklet of Extended abstracts.

[2] А.Ф.Цацульников , В.В.Лундин , А.В.Сахаров , Е.Е.Заварин , С.О.Усов , А.Е.Николаев, Н.А.Черкашин , Б.Я.Бер , Д.Ю.Казанцев , М.Н.Мизеров, Hee SeokPark , M.Hytch , F.Hue, ФТП, 44, 1, 96-100, 2010.

[3] Yu. G. Musikhin, D. Gerthsen, D. A. Bedarev, N. A. Bert, W. V. Lundin, A. F. Tsatsul'nikov, A. V. Sakharov, A. S. Usikov, Zh. I. Alferov, I. L. Krestnikov, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, Appl. Phys. Lett., 8 (12), 2099, 2002.

OPTICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF InGaN/GaN SHORT PERIOD SUPERLATTICE FOR LIGHT EMITTING DIODES ACTIVE REGION

N.V.Kryzhanovskaya[1,2,*], ***V.V.Lundin*** [1,2], ***A.E.Nikolaev*** [1,2], ***A.F.Tsatsul`nikov*** [1,2], ***A.V.Sakharov***[1,2],
N.A.Cherkachin [3], ***M. J. Hÿtch***[3], ***G.A.Valkovskiy***[1], ***M.A.Yagovkina***[1], ***S.O.Usov***[2]
[1] Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, 194021, St.Petersburg, Russia
phone. +7(812)2927132, e-mail: kryj@mail.ioffe.ru;
[2] Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS
[3] Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research.
31055, Toulouse, France

This work presents the results of the investigation of the structural and optical properties of InGaN/GaN short-period superlattices. The superlattices were grown by MOCVD on sapphire substrates using a method of periodical InGaN layer growth interruptions accompanied with a hydrogen supply to the reactor. Formation of periodical InGaN/GaN structures with rough interfaces and regions of neighboring InGaN layers coalescence is observed. These regions are non-correlated in vertical directions. The coalescence of neighboring InGaN layers results in modification of the band diagram of the superlattices enhancing the carrier injection in the LED structures.

ВЛИЯНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКИ НА РОСТ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

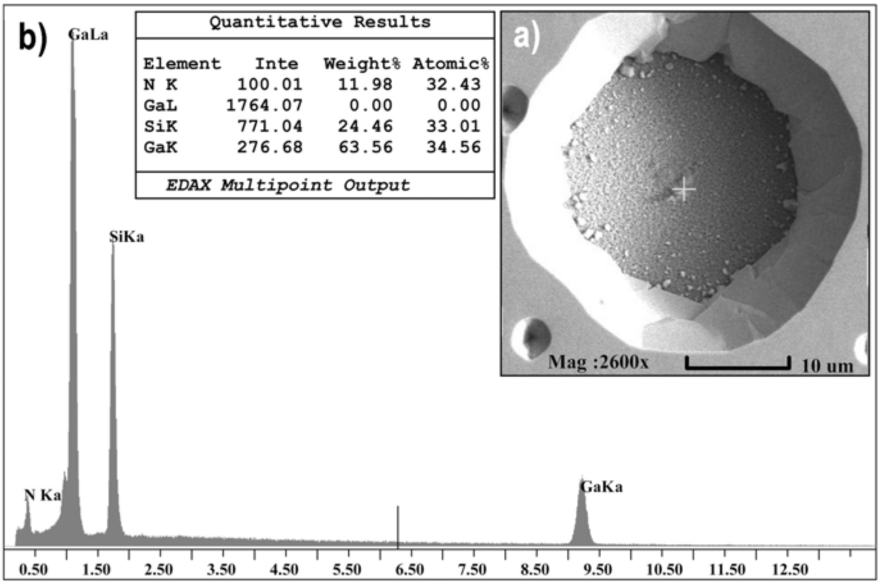
Ф.Е. Латышев*[1], *Н.И. Бочкарева*[2], *В.В. Вороненков*[3], *Р.И. Горбунов*[2], *Ю.С. Леликов*[2], *А.С. Зубрилов*[2], *А.М. Немец*[4], *С.Н.Петров*[4], *Ю.Т. Ребане*[2], *А.И. Цюк*[2], *Ю.Г. Шретер*[2]
[1] НИИ Физики им. В.А. Фока СПбГУ, ул.Ульяновская, д.1, 198504, Санкт-Петербург;
тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021, Санкт-Петербург;
[3] СПбГПУ, ул. Политехническая, д.29, 195251, Санкт-Петербург
[4] ЦКП ЦНИИ КМ «Прометей», ул. Шпалерная, д.49, 191015, Санкт-Петербург;

При выращивании эпитаксиальных пленок нитрида галлия (GaN) с зеркальной поверхностью и толщиной 30 – 100 мкм было обнаружено сильное влияние загрязнений поверхности на процесс роста. Некоторые примеси приводят к подавлению эпитаксиального роста, в то время как другие приводят к увеличению скорости роста. Нами исследовались как случайные загрязнения подложки, так и специально вносимые загрязнения путем нанесения тонкого слоя металла на поверхность.

Эпитаксиальные пленки выращивались методом хлорид-гидридной эпитаксии (HVPE), который позволяет обеспечить высокие скорости роста и представляет большой интерес для выращивания объемных образцов и получения подложек, пригодных для гомоэпитаксии GaN [1].

В качестве подложки для гетероэпитаксии нитрида галлия использовался сапфир. Диаметр подложек составлял 50 мм. Пленки выращивались в разработанном нами шестиподложечном HVPE-реакторе.

Исследование полученных образцов производилось на сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D FEG, производства FEI Company. Помимо получения изображения, Quanta 3D FEG позволяет осуществлять анализ состава исследуемого образца при помощи энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Типичный результат измерений приведен на Рис.1.



Quantitative Results

Element	Inte	Weight%	Atomic%
N K	100.01	11.98	32.43
GaL	1764.07	0.00	0.00
SiK	771.04	24.46	33.01
GaK	276.68	63.56	34.56

EDAX Multipoint Output

Рис.1. а) Фотография области с подавленным эпитаксиальным ростом.
b) Энергодисперсионный спектр вещества, расположенного в центре исследуемой области.

В данном случае исследовалась область размером примерно 20x20 мкм^2 (рис.1a), в которой эпитаксиальный рост подавлен. Видно, что вне этой области эпитаксиальная плёнка нитрида галлия имеет гладкую поверхность. В центре области видно загрязнение (пылинка) размером порядка 3x3 мкм^2. Рентгеновский спектр этого загрязнения приведен на рис.1b. Из рисунка видно, что, кроме линий галлия ($E_{K\alpha}$=9.2КэВ и $E_{L\alpha}$=1.1КэВ) и азота ($E_{K\alpha}$=0.4КэВ), на спектрограмме наблюдается отчетливый пик, соответствующий излучению линии K_α кремния Si ($E_{K\alpha}$=1.7КэВ).

Подавление эпитаксиального роста области, показанной на рис.1a, можно объяснить диффузией атомов примеси по поверхности подложки и блокировкой ступеней эпитаксиального роста.

В большинстве случаев области с подавленным эпитаксиальным ростом имеют форму перевернутого усеченного конуса или пирамиды. Наклон стенок изменяется от почти вертикального до ~ 45°, диаметр областей от нескольких микрон до нескольких сотен микрон.

При исследованиях других образцов, также было обнаружено что подавление эпитаксиального роста происходит при загрязнении поверхности роста кальцием (Ca).

В то же время нами было обнаружено, что некоторые примеси увеличивают скорость роста до трех раз. Работы по идентификации таких примесей продолжаются.

[1] Kenji Fujito , Shuichi Kubo, Hirobumi Nagaoka, Tae Mochizuki, Hideo Namita, Satoru Nagao. J. Crys. Growth, **311**, 3011 (2009).

EFFECT OF SURFACE CONTAMINATION ON HVPE EPITAXIAL GROWTH OF GALIUM NITRIDE

Ph.E.Latyshev*[1], *N.I. Bochkareva*[2], *V.V. Voronenkov*[3], *R.I. Gorbunov*[2], *Y.S. Lelikov*[2], *A.S. Zubrilov*[2], *A.M. Nemets*[4], *S.N. Petrov*[4], *Y.T. Rebane*[2], *A.I. Tsuk*[2], *Y.G. Shreter*[2]
[1] Physics Institute of St.-Petersburg State University, 1 Ulianovskaya str., 198504, St.-Petersburg;
tel.+7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;
[2] Ioffe Physical Technical Institute, 26, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;
[3] St.-Petersburg State Polytechnical University, 29, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;
[4] CKP CRISM PROMETEY, 49, Shpalernaya str., 191015, St.-Petersburg;

There are regions with suppression of gallium nitride epitaxial growth on films grown in HVPE-process. The regions have different shape and slope of borders. An analysis of the regions was completed at Quanta 3D FEG (SEM-EDS). It is shown that impurities like Si and Ca could be found in the regions. One can assume that suppression of epitaxial growth arises from surface diffusion of impurities and their interaction with growth steps.

ГЕНЕРАЦИЯ И ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В СТРУКТУРАХ InGaN/GaN/Si С МКЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ИМПУЛЬСАМИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Е. В. Луценко [1]****, А .В. Данильчик*** [1]***, В .З. Зубелевич*** [1]***, В. Н. Павловский*** [1]***, Г. П. Яблонский*** [1]***,***
Y. Dikme, [2]***B. Schineller*** [2] ***M. Heuken*** [2]***, L. Rahimzadeh Khoshroo*** [3]***H. Kalisch*** [3]***, R. H .Jansen*** [4]***,***
M. B. Danailov [4]***A. A. Demidovich*** [4]
[1]Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375(17)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;
[2]Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany;
[3]AIXTRON AG, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany;
[4]Синхротрон, Триест, Италия

Исследованы лазерные свойства гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN, выращенных на кремниевых подложках, при оптическом возбуждении лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Методом варьирования длины возбуждающей полоски получены спектры усиления в исследуемых структурах. Показано, что спектры генерации и оптического усиления в структурах значительно уширены. Обсуждаются причины, приводящие к уширению спектров.

Исследуемые образцы были выращены на кремниевых подложках в реакторах фирмы AIXTRON методом MOCVD. Гетероструктуры имеют следующий дизайн: GaN (40 нм, 1080ºC)/ GaN (10 нм, 740ºC)/5*{InGaN (x нм)/GaN:Si (9.6 нм)}/GaN (~ 1 мкм), где x равен 2.1 или 1.8 нм. Для оптического возбуждения исследуемых структур применялось излучение твердотельного лазера (λ ~ 350 нм, τ ~ 150 фс, ν=1 кГц). Все измерения проводились при комнатной температуре.

Для измерений спектров усиления методом варьирования длины возбуждающей полоски использовалось излучение лазера, сфокусированное в полоску шириной 20 - 40 мкм, длина полоски на поверхности образца изменялась при помощи подвижного лезвия, частично перекрывающего пучок возбуждающего лазера. Для позиционирования лезвия использовался контроллер C-862 Mercury™ и устройство линейного перемещения C-413 (шаг - 3.5 нм). Метод варьирования длины возбуждающей полоски применялся с некоторыми изменениями, которые подробно описаны в [1]. Начальное положение лезвия выбиралось таким, чтобы уже регистрировалось слабое излучение с торца гетероструктуры. Интенсивность этого излучения вычиталась из измеренной интенсивности в точках L и 2L (получали I^*_1 и I^*_2 соответственно) и спектр усиления вычислялся по формуле:

$$g=1/L*\ln(I_2*/ I_1*-1) \qquad (1).$$

В исследуемых образцах была получена генерация при оптическом возбуждении лазерными импульсами наносекундной длительности. Спектры генерации имели ширину 2 - 5 нм и пороги генерации 100 - 300 кВт/см^2 [2]. Лазеры на этих гетероструктурах при накачке фемтосекундными импульсами, имели значительно больший порог импульсной плотности мощности.

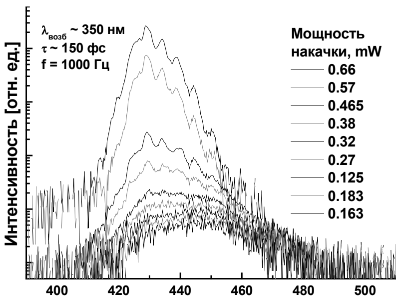


Рисунок 1. Спектры излучения с торца гетероструктуры InGaN/GaN в зависимости от средней мощности возбуждения.

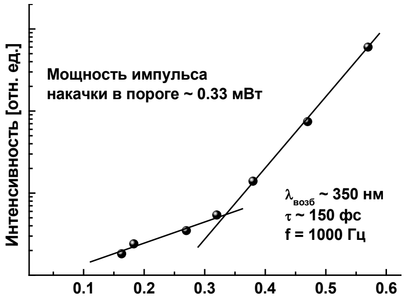


Рисунок 2. Зависимость интенсивности излучения от средней мощности возбуждения.

На рисунке 1 показаны спектры излучения с торца гетероструктуры с толщиной квантовых ям InGaN x_1 = 2.1 нм при оптическом возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами. При увеличении накачки стимулированное излучение наблюдалось с порогом 0.33 мВт (рис.2), что соответствует импульсной плотности мощности 25 ГВт/см^2. При этом, с появлением стимулированного излучения полуширина спектра уменьшалась только до 13 нм. У гетероструктур с толщиной квантовых ям InGaN x_2 = 1.8 нм наблюдалось стимулированное излучение с порогом 0.25 мВт (соответствует 19 ГВт/см^2). Полуширина спектра уменьшалась только до 22 нм, оставаясь значительно больше, чем при генерации с накачкой импульсами наносекундной длительности. Несмотря на такие высокие плотности мощности порога генерации, плотности пороговой энергии накачки сравнимы по величине для фемто- и наносекундного возбуждения, хотя квазистационарный наносекундный режим должен обеспечиваться импульсами большей плотности пороговой энергии.

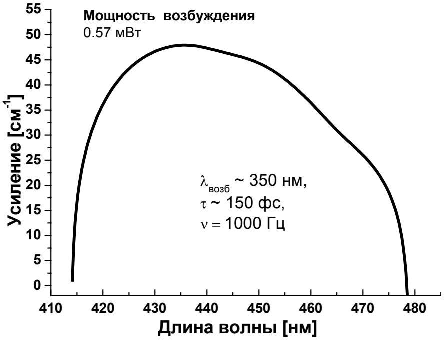


Рисунок 3. Спектр оптического усиления гетероструктуры с x_1 = 2.1 нм при средней мощности возбуждения 0.57 мВт.

Однако, как видно из рисунка 3, спектр оптического усиления при фемтосекундном возбуждении намного более широкий и плавный чем при наносекундном возбуждении [1]. Очевидно, что это и обуславливает большую ширину спектра генерации.

По-видимому, при возбуждении фемтосекундными импульсами стационарное распределение неравновесных носителей заряда (ННЗ) не успевает установиться за время испускания стимулированного излучения. Поскольку времена термализации намного меньше времен релаксации концентрации ННЗ в условиях стимулированной рекомбинации (излучения) [3], то можно предположить, что уширение спектра усиления (и соответственно генерации) обусловлено большими временами диффузии и туннелирования ННЗ из более высоких локализованных состояний в более низкие локализованные состояния. Таким образом, стимулированная рекомбинация ННЗ приводит к размытию энергетического распределения ННЗ при нестационарном фемтосекундном возбуждении. Размытие энергетического распределения ННЗ также приводит к повышению порога генерации.

[1] A. V. Danilchyk, V. Z. Zubialevich, A. V. Andryieuski, Y. Dikme. Proceedings of Workshop “Modern problems of physics” (May 19-21, Minsk, Belarus) p. 84-88 (2004).
[2] E. V. Lutsenko, A. V. Danilchyk, N. P. Tarasuk, A. V. Andryieuski at al. Phys. Stat. Sol. (c) 5, № 6, 2263–2266 (2008).
[3] Е. В. Луценко, В. З. Зубелевич, А. В. Данильчик и др. Материалы VI Международнаой конференции «Лазерная физика и оптические технологии» (25 – 29 сентября 2006 года, г. Гродно) В 2ч. Ч. 1, с. 295.

LASER ACTION AND OPTICAL GAIN IN InGaN/GaN MQWs GROWN ON Si UNDER OPTICAL PUMPING BY FEMTOSECOND PULSES

E. V. Lutsenko [1]*, ***A. V. Danilchyk*** [1], ***V. Z. Zubialevich*** [1], ***V. N. Pavlovskii*** [1], ***G. P. Yablonskii*** [1],
Y. Dikme [2], ***B. Schineller*** [2], ***M. Heuken*** [2], ***L. Rahimzadeh Khoshro*** [3], ***H. Kalisch*** [3], ***R. H .Jansen*** [3],
M. B. Danailov [4], ***A. A. Demidovich*** [4]
[1]B. I. Stepanov Institute of Physics of NASB, Independence Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus,
tel.: +375 17 2949025, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by
[2]Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany;
[3]AIXTRON AG, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany;
[4]Sincrotrone Trieste S.C.p.A. 34012 Basovizza, Trieste, Italy

Laser properties of InGaN/GaN heterostructures grown on silicon substrates were investigated under optical pumping by laser pulses of femtosecond duration. Gain spectra in the investigated structures were obtained using the method of variable excitation stripe length. It was shown that laser spectra as well as optical gain spectra are broadened considerably. Reasons causing spectral broadening and high laser threshold power density are discussed.

СВОЙСТВА ОТДЕЛЁННЫХ ОТ ПОДЛОЖКИ ТОЛСТЫХ СЛОЁВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ТЕМПЛЕЙТАХ «НИТРИД ГАЛЛИЯ-САПФИР» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОМАСКИ ИЗ TiN

А.А. Донсков [1], Л.И. Дьяконов[1], М.П. Духновский[2], А.В. Говорков[1], Ю.П. Козлова[1], С.С. Малахов[1*], А.В. Марков[1], М.В. Меженный[1], В.Ф. Павлов[1], А.Я. Поляков[1], В.И. Ратушный[3], Н.Б. Смирнов[1], Т.Г. Югова[1]

[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119017, г. Москва,
тел.: +7(495) 9516409, e-mail: snipergrey@mail.ru
[2]ФГУП «НПП «Исток», ул. Вокзальная, д.2а, 141190, г. Фрязино,
тел.: +7(495)4658636, e-mail: istok220@mail.ru
[3]ВИ(Ф) ГОИ ВПО ЮРГТИ (НПИ), ул. Ленина, д. 73/94, 347360, г. Волгодонск Ростовской обл.,
тел.:+7(86392)25438, e-mail: npil@mail.ru

В работе изучены структурные, электрические и оптические характеристики толстых плёнок нитрида галлия, выращенных на сапфире методом хлорид-гидридной эпитаксии (ХГЭ) с использованием тонкого подслоя титана. Были исследованы как характеристики слоёв, выращенных прямо на (0001) сапфире, так и плёнок, полученных на темплейтах «сапфир-нитрид галлия», приготовленных либо МОС-гидридной эпитаксией, либо молекулярной эпитаксией (толщина слоёв нитрида галлия составляла в обоих случаях около 3 мкм). Толщина плёнки титана составляла 30-50 нм. Перед ростом нитрида галлия методом ХГЭ подложки или темплейты с нанесённой на них титановой плёнкой нагревались в атмосфере азота до температуры роста (около 1030-1070^{o}С), далее при подаче в реактор аммиака вместе с азотом проводилась нитридизация пленки титана в течение примерно 10 минут прежде, чем начинался рост нитридной плёнки. Соотношение реагентов элементов V/III групп при выращивании GaN составляло ~50, скорость роста - ~100 мкм/час. Изучение морфологии поверхности методом АСМ для структур, которые были подвергнуты только такому отжигу без последующего роста нитрида галлия, показали, что титановая плёнка разбивается на островки вследствие образования нитрида титана, как это описано, например, в работе [1]. Для темплейтов «нитрид галлия-сапфир», покрытых титаном, характерная высота островков заметно превышала толщину титановой плёнки, что связано, по всей вероятности, с частичным разложением плёнки нитрида галлия в окне маски TiN, образующейся при нагреве. Для плёнок с толщиной выше 200 мкм происходило частичное отделение плёнки, а при толщине выше 300 мкм – полное отделение. Изучение скола структур, а также обратной стороны отделившихся плёнок показало, что отделение происходит по границе «TiN-растущий GaN».

Исследование картин рентгеновской дифракции свидетельствовало, что плёнки, выращенные описанным образом прямо на сапфире, имели блочную структуру с предпочтительной ориентацией блоков (0001) и разориентацией блоков в текстуре, достигавшей 12^{o}. Хотя для отдельных блоков ширина кривой качания и была достаточно низкой, менее 240 угловых секунд, плёнки нитрида галлия подобного качества вряд ли представляют практический интерес.

Слои, выращенные на темплейтах «сапфир-нитрид галлия», были монокристаллическими, с ориентацией (0001) и полушириной кривой качания уменьшавшейся от 520” до 250” по мере роста толщины плёнки от 100 мкм до 350 мкм. Морфология поверхности таких плёнок сильно зависела от скорости роста и эффективного отношения потоков компонентов V/III. Без специальной оптимизации она характеризовалась большим числом гексагональных пирамид роста, а также гексагональных ямок роста. Проведение процесса в две стадии со снижением скорости роста и увеличением отношения V/III на второй стадии, завершавшей рост, позволило снизить плотность пирамид роста и ямок роста и получить достаточно гладкую поверхность с ясно видными террасами роста. Электрические измерения показали, что есть тесная связь между морфологией поверхности и концентрацией и подвижностью электронов, определёнными из измерений эффекта Холла. Для плёнок с плохой морфологией измеряемые концентрация и подвижность составляли 10^{19}-10^{20} см$^{-3}$ и 30-50 см^{2}/Вс. Для плёнок же с гладкой морфологией измеряемая концентрация составляла (1-3)×10^{18} см$^{-3}$ при подвижности более 100 см^{2}/Вс. На таких плёнках удалось сформировать и диоды Шоттки с приемлемым выпрямлением. Измерение вольт-фарадных характеристик таких диодов Шоттки дало концентрацию остаточных доноров в приповерхностном слое около 10^{16} см$^{-3}$, что указывает на сильное изменение концентрации доноров по толщине и существование сильно проводящего слоя ближе к подложке.

Селективное травление слоёв нитрида галлия в смеси KOH/NaOH эвтектического состава показало, что плотность дислокаций в оптимизированных плёнках меняется в зависимости от толщины в пределах 6×10^{6}-10^{7} см$^{-2}$. Изучение распределения по площади пластин картин интенсивности краевой МКЛ и наведённого тока диодов Шоттки дало близкую к указанному значению плотность тёмных точек, обычно ассоциируемых с проникающими дислокациями.

В снятых при низкой температуре (90К) спектрах МКЛ оптимизированных образцов преобладали линия экситонов, связанных на донорах около 3.47 эВ, полоса донорно-акцепторных пар вблизи 3.1-3.2 эВ и слабая желтая полоса люминесценции, что обычно для достаточно чистых и совершенных плёнок нитрида галлия. В спектрах РСГУ с электрической инжекцией наблюдались электронные ловушки с уровнем около E_c-0.6 эВ (концентрация около 10^{13} см$^{-3}$) и E_c-0.86 эВ (концентрация около 10^{14} см$^{-3}$). При оптическом возбуждении наблюдались дополнительно дырочные ловушки с уровнем вблизи E_v+1 эВ с концентрацией 5×10^{13} см$^{-3}$. Все эти ловушки характерны для слоёв нитрида галлия, полученных различными методами, а наблюдаемая концентрация соответствует типичным концентрациям в чистых и совершенных плёнках и кристаллах GaN (см., например, [2]).

Таким образом, при выращивании методом ХГЭ на темплейтах «нитрид галлия-сапфир» толстых плёнок GaN при использовании промежуточных масочных слоев TiN возможно получение отделённых от подложки кристаллов с удовлетворительной морфологией поверхности, низкой плотностью дислокаций и низкой концентрацией остаточных доноров у поверхности.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-13523 и 07-02-01121)

[1] A. Usui, T. Ichihashi, K. Kobayashi, H. Sunakawa, Y. Oshima, T. Eri, M. Shibata, Role of TiN film in fabrication of freestanding GaN wafers using hydride vapor phase epitaxy, Phys. Stat. Sol. (a), 194(2), 572-575 (2002)

[2] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, Z-Q. Fang, D.C. Look, S.S. Park, and J.H. Han, Deep Electron and Hole Traps in Freestanding n-GaN Grown by Hydride Vapor Epitaxy, J. Appl. Phys. 92, #9, 5241-5247 (2002)

PROPERTIES OF THICK GaN FILMS GROWN BY HVPE ON GaN TEMPLATES WITH TiN MASKS

A.A. Donskov[1], L.I. Dyakonov[1], M.P. Duchnovskyi[2], A.V. Govorkov[1], Yu.P. Kozlova[1], S.S. Malakhov[1*], A.V. Markov[1], M.V. Mezhennyi[1], V.F. Pavlov[1], A.Y. Polyakov[1], V.I. Ratushnyi[3], N.B. Smirnov[1], T.G. Yugova[1]

[1]Joint-stock company “Giredmet”, B. Tolmachevkii. 5-1, 119017, Moscow,
ph.: +7(495)9516409, e-mail: snipergrey@mail.ru
[2] FSUE«NPP «Istok», Vokzal’naya 2a, 141190 Fryazno,
ph.: +7(495)4658636 e-mail: istok220@mail.ru
[3]VI(F) GOI VPO YuRGTI (NTI) Lenina 73/94, 347360, Volgodonsk Rostovskoj obl.,
ph.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru

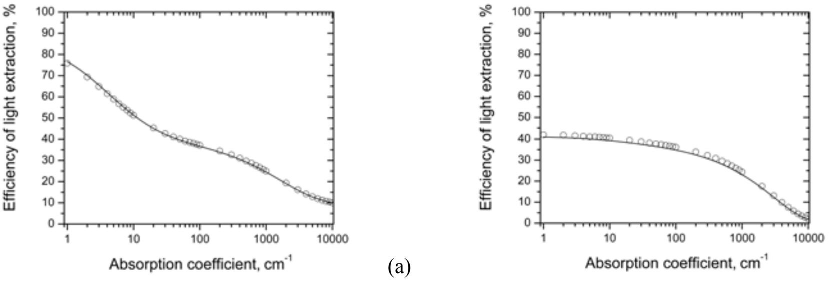
Structural, electrical and optical properties of thick GaN films grown by HVPE using Ti sublayer were studied. The films were deposited directly on sapphire substrates or on GaN-on-sapphire templates prepared by MOCVD or MBE. In situ annealing of 20-50 nm Ti sublayers in ammonia before GaN deposition led to the formation of TiN and breaking of the continuous sublayer into small islands forming a natural mask during growth. Such structure created weak places in the grown GaN layers that facilitated their separation from the substrate for layers thicker than 200 μm. For structures with TiN mask deposited directly on sapphire the separation could be achieved, but the crystalline perfection of the GaN films was mediocre. The structures grown on GaN templates with TiN mask showed high crystalline quality, with the (0002) double crystal rocking curves half width decreasing from 520” to 250” as the films thickness increased from 100 μm to 350 μm. The dislocation density determined from selective etching, MCL imaging or EBIC imaging was in the (6-10)×10^6 cm^{-2} range. Under optimized growth conditions such self-separated GaN films showed the surface concentration of residual donors of around 1016 cm-3 and a low concentration of deep electron and hole traps as determined by C-V profiling and DLTS spectra measurements. The work was supported in part by a grant from RFBR (grant #07-02-13523).

ДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ ЭКСТРАКЦИИ СВЕТА ИЗ СВЕТОДИОДНЫХ ЧИПОВ

Ю.Т. Ребане[1], Р.И. Горбунов[1], Н.И. Бочкарева[1], А.С. Зубрилов[1],
В.В. Вороненков[2], Ю.С. Леликов[1], Ф.Е. Латышев[3], А.И. Цюк[1], Ю.Г. Шретер[1*]
[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. Политехническая ул., 26, 194021,
Санкт-Петербург, тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru ;
[2] Санкт-Петербургский государственный политехнический университет.
Политехническая ул., 29, 195251, Санкт-Петербург
[3]НИИ Физики им. В.А. Фока Физического факультета СПбГУ.
Ульяновская ул., 1, 198504, Санкт-Петербург

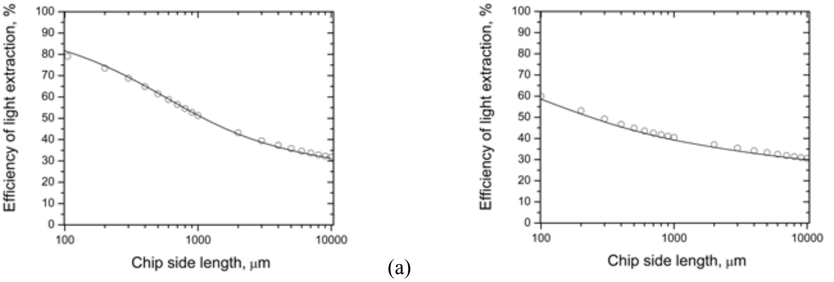
Современные мощные светодиоды используют светодиодные чипы большой площади. Экстракция света из больших чипов осложняется эффектами поглощения и рассеяния света в слоистой структуре светодиодного чипа. Оптимизация геометрии светодиодных чипов позволяет существенно увеличить коэффициент экстракции и общую внешнюю эффективность светодиодов. Однако, для оптимизации геометрии светодиодных чипов требуется проведение трудоемких численных расчетов и моделирования коэффициентов экстракции для различных вариантов их формы и структуры.

В настоящей работе мы представим аналитический метод, позволяющий легко сравнивать эффективность экстракции для различных светодиодных чипов и оптимизировать их геометрию без трудоемких численных расчетов. Предлагаемый метод основан на диффузионной модели распространения света в светодиодных чипах большой площади. Модель описывает латеральное распространение света как двумерную диффузию.



(a) (b)

Рис.1. Зависимости коэффициентов экстракции света из светодиодных чипов от коэффициента поглощения, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (a) и флип-чипа (b) при коэффициенте рассеяния в активном слое $\beta = 100$ см$^{-1}$



(a) (b)

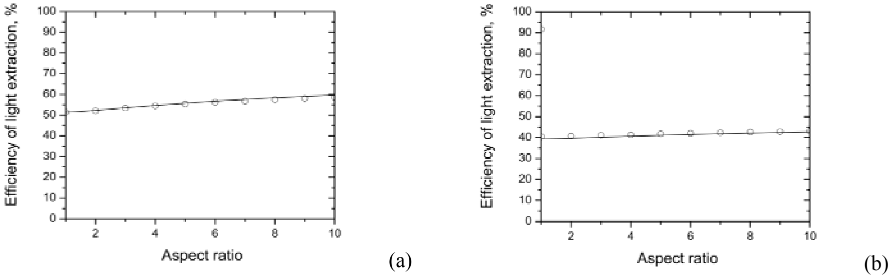
Рис.2. Зависимости коэффициентов экстракции света из светодиодных чипов от их размера, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (a) и флип-чипа (b) при коэффициенте поглощения в активном слое $\alpha = 10$ см$^{-1}$

На основе диффузионной модели проведен сравнительный анализ различных путей выхода света из светодиодных чипов. Найдено общее выражение для коэффициента экстракции света, распространяющегося латерально с заданным углом отражения θ

$$\eta(\theta) = \frac{1}{\dfrac{S}{PL_D}\coth\left(\dfrac{S}{PL_D}\right) + \dfrac{\alpha\pi S}{TP\sin\theta}}$$

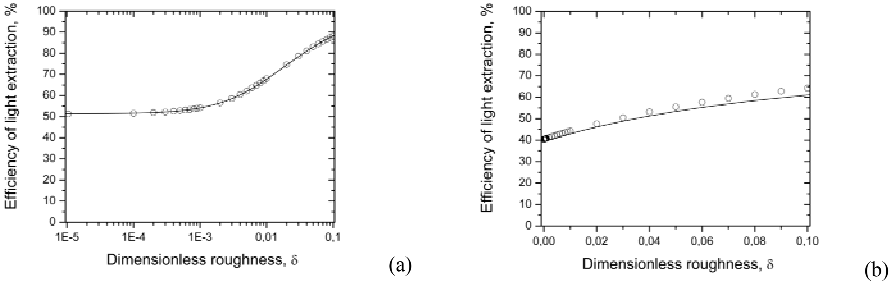
где S и P - площадь и периметр светодиодного чипа, α – коэффициент поглощения света, L_D – диффузионная длина, T - коэффициент прозрачности боковых стенок чипа.

На основе этого общего выражения получены аналитические формулы для коффициентов экстракции для чипов с обычной геометрией на отражающей зеркальной поверхности, флип-чипов, и чипов с искусственной шероховатой поверхностью. Полученные аналитические формулы применены для расчета зависимости эффективности экстракции света от различных параметров светодиодных чипов, таких как коэффициенты поглощения и рассеяния света в чипе, размер чипа и отношение его длины к ширине, а также шероховатость поверхности чипа. Рис 1-4.



(a) (b)

Рис.3. Зависимости коэффициентов экстракции света из светодиодных чипов от отношения их длины к ширине, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (a) и флип-чипа (b).



(a) (b)

Рис.4. Зависимости коэффициента экстракции света из светодиодного чипа от параметра поверхностной шероховатости δ, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (a) и флип-чипа (b).

Из рисунков видно, что найденные аналитические формулы прекрасно согласуются с численными расчетами. Использование аналитических формул для коэффициентов экстракции света позволяет легко оптимизировать геометрию светодиодных чипов.

DIFFUSION MODEL OF LIGHT EXTRACTION FROM LED CHIPS

Y.T.Rebane[1*], ***R.I. Gorbunov, N.I. Bochkareva***[1]***, A.S. Zubrilov***[1]***,***
V.V. Voronenkov[2]***, Y.S. Lelikov***[1]***, F.E. Latyshev***[3]***, A.I. Tsyuk***[2]***, Y.G. Shreter***[1]
[1]A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(911)1453208, yrebane@yandex.ru;
[2] St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29, 195251, St. Petersburg
[3]V.F.Fock Institute of Physics St.Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1, 198504, St. Petersburg

An investigation of the effects of light absorption, lateral light scattering by threading dislocations and surface roughening on the light extraction efficiency from large area GaN-based LEDs is performed. An analytical approach based on the consideration of the lateral propagation of light rays along LED chip as a two-dimensional diffusion process is developed. Analytical equations obtained agree well with numerical ray-tracing simulations and their using makes optimization of LED chip geometry very easy.

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaN/AlGaN ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ БЛИЖНЕГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА

М.М. Рожавская[1]****, В.С. Сизов***[2]***,Е.Е. Заварин***[2]***, В.В. Лундин***[2]
[1]УРАН АФТУ РАН Улица Хлопина, 8/3, 194021 , Санкт-Петербург
тел. 89522040934, e-mail: lii@rambler.ru;
[2] ФТИ им. А. Ф. Иоффе Улица Политехническая, 26, 194021,Санкт-Петербург

В последние годы усилия многих ученых сосредоточены на создании эффективных светодиодов ближнего УФ диапазона. Для достижения таких длин волн возможно использовать квантовые ямы GaN/AlGaN, однако в таких структурах отсутствие пространственного ограничения в плоскости интерфейса AlGaN/GaN и наличие большого числа дислокаций несоответствия ведет к уходу носителей на дефекты и безызлучательной рекомбинации[1]. В структурах синего и зеленого диапазона квантовые ямы InGaN обеспечивают пространственную локализацию носителей в связи с фазовым распадом твердого раствора InGaN и образованием потенциальных минимумов[2]. Для структур УФ диапазона этот подход также может привести к улучшению излучательных свойств. В качестве буферного слоя в таких структурах возможно использовать слои AlGaN либо GaN. Целью данной работы было создание экспериментальных образцов наноразмерных светоизлучающих гетероструктур ближнего УФ диапазона, улучшение их свойств с помощью оптимизации дизайна активных областей, а также исследование влияния буферного слоя на свойства светодиодной структуры.

Все образцы были выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на модифицированной установке Epiquip VP50-RP на сапфировых подложках (0001).

В первой серии структуры выращивались с использованием зародышевого слоя AlN. В качестве буферных использовались слои $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$, легированные Si (σ ~193 (Ом·см)-1, n ~$1.2\cdot10^{19}$ $см^3$, μ~10^2 $см^2$/(В·с)). Давление при росте активной области составляло 500 мб, температура роста квантовых ям InGaN- 835C, барьеров AlGaN - 990C. Рост проходил в азот-аммиачной атмосфере с потоками аммиака 6.25л/мин и разгоняющего газа 4,5 и 12 л/мин, соответственно. Активная область первой структуры состояла из 5 квантовых ям $InGaN/Al_{0,22}Ga_{0,78}N$ 3 нм/8 нм. Для сглаживания интерфейса InGaN/AlGaN между ямой и барьером был помещен слой GaN 2 нм. Структура имела пик фотолюминесценции на длине волны 368 нм и среднее расстояние между трещинами порядка 120 мкм. Однако при выращивании буферных слоев AlGaN:Si без активной области трещин не наблюдалось. Поэтому образование трещин можно связать с ростом активной области структуры. Для исследования влияния дизайна активной области на образование трещин было предложено модифицировать слои GaN и барьеры AlGaN. Были выращены 3 структуры, в которых менялась толщина и положение слоя GaN. Сокращение толщины слоя в 2 раза и последующий отказ от него привели к увеличению среднего расстояния между трещинами сначала в 2, а потом еще в 2 раза. Кроме того, размещение GaN после слоя InGaN также привело к увеличению среднего расстояния между трещинами по отношению к первоначальной структуре. Также было проведено 2 эксперимента по увеличению состава барьеров AlGaN для структур, содержащих и не содержащих слой GaN в активной области. В отсутствие GaN увеличение состава барьеров не привело к снижению среднего расстояния между трещинами в структуре. При наличии слоя GaN было замечено небольшое снижение среднего расстояния между трещинами с увеличением состава барьеров. Таким образом, можно сделать вывод, что использование промежуточных слоев GaN в активной области ведет к снижению среднего расстояния между трещинами. На основе структуры, имеющей минимальную плотность трещин, был выращен светодиод. Максимум спектра электролюминесценции для него составил 368 нм. Однако интенсивность излучения была невысокой, что можно связать с большой плотностью дефектов. Таким образом, дизайн активной области значительно влияет на образование трещин в структуре.

Во второй серии экспериментов первая структура была выращена на сапфировой подложке (0001) с использованием зародышевого слоя AlN и буферного слоя $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$. Вторая структура была выращена на GaN темплате с использованием буфера GaN. Активная область обеих структур состояла из 5 пар слоев $InGaN/Al_{0,22}Ga_{0,78}N$ толщиной 2нм/8нм. Содержание индия в слоях InGaN составляло порядка 30%. Спектры фотолюминесценции структур имеют по 2 полосы. Первая полоса соответствует излучению из квантовой ямы, ее максимум излучения составляет 3,46 eV и 3,35 eV для 1 и 2 структуры, соответственно. Вторая полоса предположительно соответствует излучению из барьеров AlGaN и составляет 3,76 эВ и 3,69 эВ, соответственно. Таким образом, общая энергия локализации носителей в квантовой яме в обоих случаях составляет порядка

300 мэВ. В работе были проведены измерения температурной зависимости фотолюминесценции (ФЛ) для указанных структур. Температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ для таких систем, как правило, хорошо описываются активационной моделью Аррениуса[2]:

$$I = \frac{I_0}{1 + A \cdot \exp(-\frac{E}{k \cdot T})}$$

Где E– энергия активации, соответствующая безызлучательной рекомбинации носителей. С использованием активационной модели были получены энергии активации безызлучательной рекомбинации носителей. Для структуры на буфере GaN она составила 0,141 эВ, тогда как для структуры на буфере AlGaN - 0,04 эВ. Так как это значительно меньше, чем рассчитанная по спектрам фотолюминесценции энергия локализации, можно сделать вывод, что безызлучательная рекомбинация связана с выбросом носителей из потенциальных минимумов, образованных неоднородностью распределения индия в квантовой яме, и транспортом носителей к центрам безызлучательной рекомбинации через уровни остаточной(?) квантовой ямы. Кроме того, энергия активации для структуры на буфере GaN оказалась больше, чем для структуры на буфере AlGaN. Из этого следует, что использование буфера AlGaN подавляет фазовый распад твердого раствора InGaN, делая слои InGaN более однородными. Данное предположение подтверждается также меньшей полушириной спектра для структуры на AlGaN буфере (125 мэВ), чем для структуры на GaN буфере (182 мэВ).

[1] Asif Khan et al., Nature Photonics 2, 77 - 84 (2008).
[2] В. С. Сизов и др, Физика и техника полупроводников, 46, 6(2009)

InGaN/AlGaN HETEROSTRUCTURES FOR NEAR-UV LEDs

***M.M. Rozhavskaya*[1]*, *V.S. Sizov*[2], *E.E. Zavarin*[2], *V.V. Lundin*[2]**

[1] Academic Physics and Technology University. , 8/3, 194021,Saint-Petersburg,
phone. 89522040934, e-mail: lii86@rambler.ru;
[2] A.F.Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya street, 26, 194021, Saint-Petersburg

Two series InGaN/AlGaN heterostructures for near UV LEDs have been grown with MOCVD and investigated. It has been shown that design of active region has a significant impact on the crack density of structures. Also it has been shown that non-radiative recombination is connected with escape of carriers from potential minimums to non-radiative centers in residual quantum well. In addition activation energy for structure with GaN buffer appears to be bigger than that for structure with AlGaN buffer. This fact means that use of GaN buffer provides better phase decomposition and leads to better carrier localization in active region of structure. This supposition is confirmed by bigger FWHM for structure with GaN buffer.

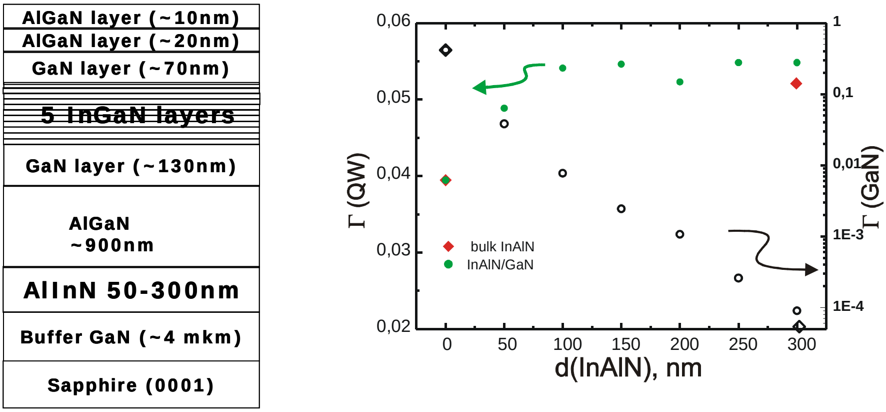
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛОЕВ InAlN ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ

А.В. Сахаров*, Е.Е. Заварин, М.А. Синицын, В.В. Лундин, Н.Ю. Гордеев, А.Ф. Цацульников
УРАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26,
Санкт-Петербург, Россия E-mail: val@beam.ioffe.rssi.ru

Существенный прогресс в технологии роста полупроводниковых соединенй на основе III нитридов привел к созданию различных оптоэлектронных приборов, многие из которых уже нашли коммерческое применение. Однако, в системе материалов InN-AlN-GaN на данный момент достаточно хорошо исследован лишь эпитаксиальный рост и соответственно практическое использование GaN и соединений AlGaN и InGaN (для последнего - не во всем диапазоне составов). Еще одно тройное соединение - AlInN исследовано значительно хуже, что связано с особенностями его синтеза. При росте AlInN необходимо обеспечить одновременно как вхождение индия , т.е. низкую температуру роста, так и хорошую миграцию атомов алюминия по поверхности, что представляет собой крайне сложную задачу. AlInN представляет очень большой интерес для практического применения, так как позволяет изменять параметр кристаллической решетки в очень широких диапазонах. $Al_{0.83}In_{0.17}N$ является решеточно согласованным с GaN, при этом обладает существенно большей шириной запрещенной зоны, что теоретически позволяет создавать ненапряженные гетероструктуры AlInN/GaN. Кроме того, зависимость показателя преломления для AlInN такова, что решеточно согласованный с GaN материал имеет досточно высокую разницу в показателях преломления [1], что позволяет надеяться на использование AlInN для создания волноводов с хорошим оптическим ограничением (что особенно критично для инжекционнх лазеров сине-зеленого диапазона) и распределенных брэгговских отражателей (РБО) с высоким коэффициентом отражения.

В данной работе нами ставилась цель теоретического и экспериментального исследования влияния слоев AlInN на волноводные свойства лазерных структур в системе материалов InN-AlN-GaN.

Теоретический расчет распределения поля в структуре и фактора оптического ограничения были выполнены для двух длин волн (450 и 500 нм) с использованием стандартной программы расчета волноводов для серии структур, отличающихся толщиной слоя InAlN. Экспериментальные структуры были выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на подложках сапфира с использованием стандартной методики роста. Для исследования образцов использовались растровая и просвечивающая электронная микроскопия и рентгеновская диффрактометрия. Оптические исследования проводились при использовании непрерывного He-Cd или импульсного N_2 лазера в качестве источников возбуждения люминесценции.

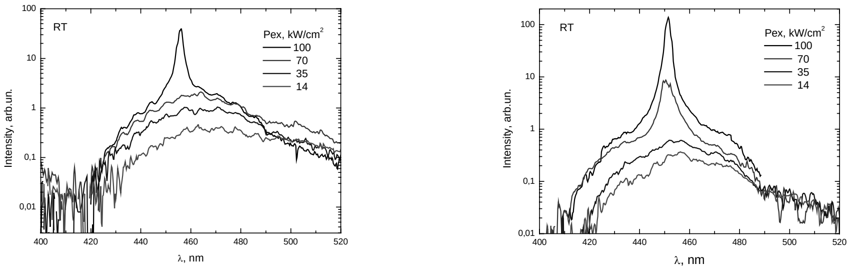


a b

Рис.1. Дизайн структуры, использованной в расчетах (a); зависимость коэффициента оптического ограничения для активной области Γ(QW) и буферного слоя Γ(GaN) (b)

На рисунке 1 приведены дизайн структуры, использованной в расчетах, и зависимости коэффициента оптического ограничения для активной области Γ(QW) и буферного слоя Γ(GaN). Хорошо видно, что увеличение толщины AlInN свыше 100 нм не приводит к существенному росту Γ(QW), но сильно подавляет проникновение моды в буферный слой GaN, что может быть критичным при выращивании лазерных структур на поглощающих подложках.

Для экспериментальной проверки влияния слоя InAlN на оптическое ограничение была выращена серия структур с дизайном, максимально приближенным к использованному в расчетах. Базовая структура не содержала слоя InAlN, во второй структуре был использован слой толщиной 270 нм, что привело к сильному падению интенсивности ФЛ. Исследования показали, что при росте толстого слоя InAlN происходит существенное развитие морфологии поверхности, что и приводит к резкому ухудшению оптических свойств. Дополнительные исследования показали, что слои InAlN толщиной до 70 нм могут быть выращены с сохранением планарной поверхности, поэтому в третьей выращенной структуре слой InAlN был заменен на сверхрешетку, содержащую 5 пар InAlN/GaN с толщинами 60/60 нм. Иследование лазерной генерации проводилось в полосковой геометрии при оптической накачке излучнием импульсного N_2 лазера. Лазерная генерация при комнатной температуре была получена для двух образцов: не содержащего слоя InAlN (Рис.2 a) и содержащего сверхрешетку InAlN/GaN (Рис.2 b). Для образца, содержащего толстый слой InAlN, лазерную генерацию получить не удалось. Несколько меньшая пороговая плотность возбуждения для второй структуры может быть связана с дополнительным оптическим ограничением, созданным сверхрешеткой InAlN/GaN. Можно отметить, что аналогичные результаты были получены как при отической [2], так и инжекционной накачке [3] другими исследователями.



a **b**

Рис.2 Спектры ФЛ, снятые при различных плотностях возбуждения при оптической лазерной накачке: a – структура без AlInN, b – со сверхрешеткой AlInN/GaN.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (08-02-01344a) и программы фундаментальных исследований №27 Президиума РАН.

[1] J. F. Carlin, C. Zellweger, J. Dorsaz, S. Nicolay, G. Christmann, E. Feltin, R. Butté, and N. Grandjean, Phys. Status Solidi B **242**, 2326 (2005)

[2] H. P. D. Schenk, M. Nemoz, M. Korytov, P. Vennéguès, A. D. Dräger, and A. Hangleiter Appl. Phys. Lett. **93**, 081116 (2008)

[3] A. Castiglia, E. Feltin, G. Cosendey, A. Altoukhov, J.-F. Carlin, R. Butté, and N. Grandjean Appl. Phys. Lett 94 193506 (2009)

USE OF InAlN LAYERS FOR OPTICAL CONFINEMENT

A.V. Sakharov*[*], E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, W.V. Lundin, N.Yu.Gordeev, A.F. Tsatsulnikov
Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021, St-Petersburg, Russia
phone +7(812)2973182 E-mail: val@beam.ioffe.rssi.ru

Use of InAlN layers for optical confinement modification in III-N laser structures was studied both theoretically and experimentally. It was shown that introduction of ever thin InAlN layer sufficiently improve optical confinement, further increase of InAlN thickness suppress mode penetration to buffer layers. Reduction of lasing threshold for optically pumped lasers with InAlN layers was demonstrated.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КИНЕТИКА MOVPE РОСТА III-N МАТЕРИАЛОВ

В.В. Лундин[1], Е.Е. Заварин[1], М.А. Синицын[1], А.В. Сахаров[1], А.Е. Николаев[1],
А.С. Сегаль[2], Е.В. Яковлев[2], О.В. Борд[2]
[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, С.-Петербург;
[2]ООО “Софт-Импакт”, пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург,
тел. +7(812)7031522, e-mail: alex.segal@str-soft.com

MOVPE рост нитридов III группы (III-N) и аналогичных соединений V и III группы (III-V) в настоящее время исследуется, в основном, в температурном диапазоне, соответствующем росту приборных гетероструктур (650-1300 ºC в зависимости от материала). Более низкий температурный диапазон также вызывает интерес в связи с ростом зародышевых и релаксационных слоев, а также осаждением паразитных депозитов, однако имеющиеся в литературе данные по низкотемпературной кинетике III-N и III-V MOVPE немногочисленны и зачастую противоречивы.

В настоящей работе исследован MOVPE рост AlN, GaN и AlGaN в температурном диапазоне 300-700 ºC. Рост проводился в горизонтальном лабораторном реакторе с индукционным нагревом. В качестве прекурсоров III группы использовались TMGa и TMAl, в качестве прекурсора V группы – аммиак, в качестве несущего газа – водород или азот. Реактор был оборудован системой оптической рефлектометрии, позволяющей проводить *in-situ* мониторинг скорости роста (подробное описание системы приведено в [1]).

Зависимости скоростей роста AlN и GaN от температуры, измеренные при различных расходах NH_3, приведены на рис. 1 и 2. Видно, что переход между кинетическим и транспортным режимами роста для AlN происходит при существенно меньшей температуре (~395-415 ºC), чем для GaN (~495 ºC и выше). Зависимость скорости роста AlGaN от температуры, измеренная в диапазоне 350-450 ºC, оказывается близкой к приведенной зависимости для AlN, т.к. GaN-составляющая твердого раствора растет в этой области в глубоко кинетическом режиме и дает малый вклад в скорость роста. Энергии активации скорости роста AlN, GaN и AlGaN оказываются близкими друг к другу и составляют 33.1-33.6 ккал/моль. Рис. 3 показывает аналогичные температурные зависимости скорости роста AlN при давлениях 100 мбар (парциальное давление NH_3 20 мбар) и 800 мбар (парциальное давление NH_3 300 мбар). При большем давлении скорость роста оказывается существенно ниже в транспортном режиме и существенно выше в кинетическом режиме. При этом температура перехода между двумя режимами смещается в область низких температур, и AlN удается вырастить при температуре 325 ºC.

Увеличение скорости роста AlN с давлением в кинетическом режиме происходит за счет увеличения парциального давления аммиака, что подтверждается прямыми измерениями скорости роста при варьировании расхода NH_3. Рис. 4 показывает соответствующие зависимости скоростей

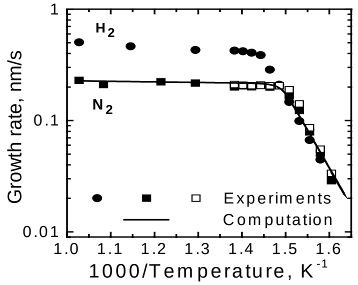


Рис. 1. Скорость роста AlN в зависимости от температуры. Давление 100 мбар, полный расход 5 л/мин, TMAl 50 см^3/мин; ■ – несущий N_2, NH_3 500 см^3/мин (базовый режим); □ – несущий N_2, NH_3 1000 см^3/мин; ● – несущий H_2, NH_3 1000 см^3/мин; сплошная линия – расчет для базового режима.

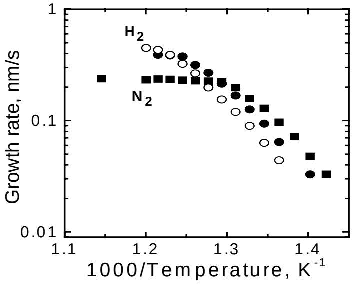


Рис. 2. Скорость роста GaN в зависимости от температуры. Давление 200 мбар, полный расход 7 л/мин, TMGa 25 см^3/мин; ■ – несущий N_2, NH_3 2500 см^3/мин; ● – несущий H_2, NH_3 2500 см^3/мин; ○ – несущий H_2, NH_3 1250 см^3/мин.

роста AlN и GaN от парциального давления NH_3, которые хорошо аппроксимируются степенными функциями с показателем ~1/3. В то же время скорость роста в кинетическом режиме оказывается почти независимой от расходов прекурсоров III группы.

В работе была предложена модель процесса, объясняющая влияние аммиака на скорость роста в кинетическом режиме. Модель следует подходу работы [2], согласно которому скорость роста в кинетическом режиме лимитируется десорбцией адсорбированных на ростовой поверхности метильных групп. Одновременно предполагается, что аммиак распадается на поверхности в квазиравновесном режиме с образованием адсорбированных атомов водорода. В итоге влияние аммиака на скорость роста в кинетическом режиме ассоциируется с взаимодействием адсорбированных на поверхности CH_3 и H согласно реакции $V\_CH_3 + V\_H \rightarrow CH_4 + 2\_V$, приводящей к появлению свободных адсорбционных сайтов (_V). Скорость роста AlN в NH_3/N_2 атмосфере в зависимости от температуры и парциального давления NH_3, рассчитанная с использованием разработанной модели, показана на рис. 1 и 4 сплошными линиями, видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Для сравнения были проведены аналогичные исследования MOVPE роста AlAs и GaAs из TMAl, TMGa и AsH_3, которые выявили ряд общих с III-N закономерностей. В частности, было найдено, что переход между транспортным и кинетическим режимами роста для AlAs происходит при меньшей температуре, чем для GaAs, и что скорости роста в кинетическом режиме увеличиваются с парциальным давлением AsH_3, следуя степенной зависимости.

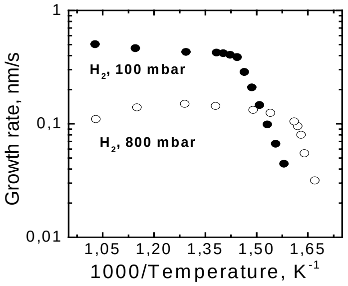


Рис. 3. Скорость роста AlN в зависимости от температуры: несущий H_2, TMAl 50 см^3/мин; ● – давление 100 мбар, NH_3 1000 см^3/мин, полный расход 5000 см^3/мин; ○ – давление 800 mbar, NH_3 5000 см^3/мин, полный расход 13300 см^3/мин.

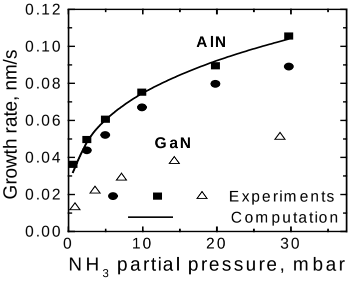


Рис. 4. Скорости роста AlN и GaN в зависимости от парциального давления NH_3. AlN: температура 370 °C, давление 100 мбар, TMAl 50 см^3/мин, ■ – несущий N_2 (базовый режим), ● – несущий H_2; GaN: температура 450 °C, давление 200 мбар, TMGa 25 см^3/мин, Δ - GaN, несущий N_2; сплошная линия – расчет для базового режима.

[1] E.E. Zavarin, D.S. Sizov et al, Electrochem. Soc. Proc. 2005-09 (2005) 299.
[2] R.A. Talalaev, E.V. Yakovlev et al, J. Cryst. Growth 230 (2001) 232.

LOW-TEMPERATURE KINETICS OF III-N MOVPE GROWTH

W.V. Lundin [1], E.E. Zavarin [1], M.A. Sinitsyn [1], A.V. Sakharov [1], A.E. Nikolaev [1],
A.S. Segal [2], E.V. Yakovlev [2], O.V. Bord [2],
[1] Ioffe Physico-Technical Institute, 26 Polytekhnicheskaya, 194021 St.Petersburg, Russia
[2] STR Group – Soft-Impact Ltd., 27 Engels av., 194156, St.Petersbourg, Russia
tel.: +7(812)7031522, e-mail: alex.segal@str-soft.com

Low-temperature kinetics of AlN, GaN, AlGaN, AlAs, and GaAs MOVPE using TMAl, TMGa, and NH_3/AsH_3 as the precursors is studied by *in-situ* measurements of the growth rates in variation of temperature, pressure, precursor flow rates, and carrier gas. The growth rate activation energies are found for all the processes. Considerable effect of the ammonia flow rate on the growth rate under kinetically limited conditions is revealed. Model of surface kinetics consistent with main experimental observations is suggested.

ОТРАЖАЮЩИЕ КОНТАКТЫ ITO/Ag ДЛЯ ВЫСОКОМОЩНЫХ ФЛИП-ЧИП СВЕТОДИОДОВ AlGaInN

<u>И.П. Смирнова</u>[1*], Л.К. Марков[1], Е.М. Аракчеева[1], М.М. Кулагина[1], Д.А. Закгейм[1], М.В. Кукушкин[2]
[1]Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая, 26
[*]e-mail: irina@quantum.ioffe.ru;
[2]ЗАО «ИФ«ТЕТИС», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27

Несмотря на постоянный прогресс в области разработки светодиодов на основе AlGaInN, увеличение внешней квантовой эффективности остается основной задачей для светодиодов большой мощности, предназначенных для использования в качестве источников белого света. Поскольку технология получения лейкосапфировых подложек хорошо отработана и экономически оправдана, светодиодные гетероструктуры AlGaInN в основном выращиваются на подложках из сапфира, для которых эффективность вывода излучения ограничена эффектом полного внутреннего отражения генерируемого света на границах полупроводника с воздухом и с подложкой. Действенными способами повышения эффективности вывода генерируемого излучения являются создание отражающих контактов и применение обращенной (флип-чип) конструкции.

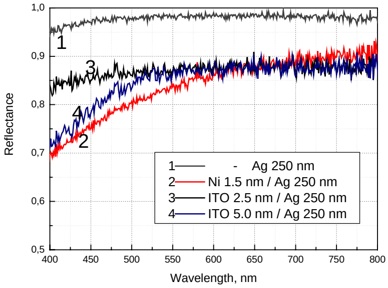
В то же время, из-за довольно резкого падения эффективности излучения приборов с ростом тока накачки в структурах AlGaInN (т.н. efficiency droop), для достижения рекордных значений выходной оптической мощности необходимо понижать плотность тока в кристалле. Следуя этому, ведущие мировые производители светодиодов разрабатывают кристаллы с размерами до 4x4мм^2, что в 16 раз превышает по площади широко используемый в последнее время «миллиметровый» кристалл (1x1мм^2). Однако, с увеличением геометрических размеров кристалла эффективность вывода света падает [1,2]. Учитывая, что из-за явления полного внутреннего отражения большая часть излучения, прежде чем покинуть кристалл, испытывает многократное отражение внутри него, даже небольшой выигрыш в коэффициенте отражения может существенно сказаться на повышении внешнего квантового выхода светодиода. Это означает, что в кристаллах большой площади особенно актуальна задача дальнейшего повышения отражательной способности контакта к области *p*-GaN при одновременном обеспечении низкого контактного сопротивления.

Для полупрозрачных *p*-контактов в ряде случаев применяются пленки оксидов индия и олова (Indium Tin Oxide, или ITO), обладающие более высоким коэффициентом пропускания по сравнению с тонкими металлическими слоями. Свойства тонких пленок ITO во многом определяются режимами нанесения и последующего отжига. Следует также отметить, что поскольку оптические приборы на основе нитридов имеют значительный коммерческий потенциал, детали технологии, как правило, не сообщаются в открытых публикациях. В настоящей работе исследовались оптические и электрические свойства пленок ITO в зависимости от технологических режимов их получения с целью использования данных пленок для отражающего *p*-контакта в светодиодах AlGaInN флип-чип конструкции.

Для нанесения пленок ITO применялся метод электронно-лучевого испарения. Для оценки отражательной способности контактов, определения оптимальных толщин слоев и режимов получения пленок на стандартные покровные стекла толщиной 0,17 мм наносились слои ITO различной толщины (2-200 нм), которые сверху закрывались слоем серебра толщиной 250 нм.

Коэффициент отражения образцов измерялся по стандартной технологии в интегральной сфере с использованием спектрорадиометра OL 770 производства фирмы Optronic Laboratories, Inc. Результаты экспериментов сравнивались с отражением от комбинации металлов, ранее используемой нами для изготовления отражающих контактов к слою *p*-GaN [2,3]: 1.5 нм никеля и 250 нм серебра (Рис. 1).

Были изготовлены светодиоды средней (площадь активной области ~ 0.17мм^2) и высокой мощности (~ 1мм^2) со следующими отражающими *p*-контактами: ITO(2.5нм)/Ag(250нм) и Ni(1.5нм)/Ag(250нм). В качестве *n*-контакта использовалась система Ti/Ag. Было проведены измерения оптических и электрических параметров изготовленных приборов. Сравнение вольт-амперных характеристик не выявило заметного ухудшения ВАХ. Зависимости внешней квантовой эффективности кристаллов от тока накачки для мощных светодиодов (~ 1мм^2) приведены на Рис. 2. Измерения проводились до разделения пластины на отдельные чипы. Из рисунка видно, что применение пленок ITO в качестве первого слоя в двухслойной системе *p*-контакта позволяет значительно (более 15%) увеличить значение внешней квантовой эффективности светодиодов. Сравнение кристаллов средней и высокой мощности показало, что замена традиционного отражающего *p*-контакта Ni/Ag на контакт на основе ITO/Ag существенно эффективнее для кристаллов большей площади.



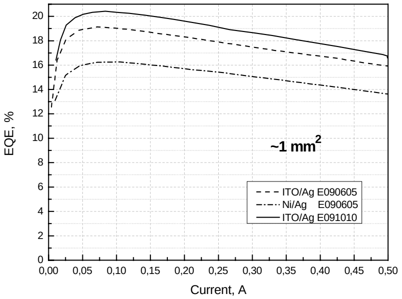


Рис. 1. Спектры отражения исследованных образцов.

Рис. 2. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока накачки.

[1] V.A.Zabelin, D.A.Zakheim, S.A.Gurevich, *IEEE J. of Quantum Electronics*, **40**, 1675 (2004)
[2] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский и др. *ФТП* **39**, 885 (2005).
[3] И.П.Смирнова и др. Нитриды Галлия, Индия и Алюминия - структуры и приборы. Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции, с.63 (Москва, 2007).

REFLECTIVE CONTACTS ITO/Ag FOR HIGH-POWER FLIP-CHIP AlGaInN-BASED LEDs

***I.P.Smirnova**[*1]*, *L.K.Markov*[1], *E.M.Arakcheeva*[1], *M.M.Kulagina*[1], *D.A.Zakheim*[1], *M.M.Kukushkin*[2]
[1]A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg
[*]e-mail: irina@quantum.ioffe.ru
[2]ZAO „TETIS“, 194156 St. Petersburg

In this work, we developed a fabrication technique of thin indium tin oxide (ITO) films. We studied the influence of fabrication regimes of ITO films on their optical and electrical properties. The reflection spectra of two-layered system ITO/Ag were measured. It was shown that the reflectivity of ITO(2.5nm)/Ag(250nm) coating was significantly higher than that for the standard Ni(1.5nm)/Ag(250nm) *p*-contact. The LED chips with ITO/Ag as a reflective *p*-contact showed an increase in the external quantum efficiency by more than 15%. It is also shown that a use ITO/Ag contacts is more effective for LED chips of large area (~1mm^2 and more) due to multiple light reflection in the active region.

ЧАСТОТНЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР InGaN/GaN С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

О.А. Солтанович[1]****, Н.М. Шмидт***[2]***, Е.Б. Якимов***[1]
[1] ИПТМ РАН, Институтская 6, 142432, Черноголовка,
тел. +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;
[2] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург.

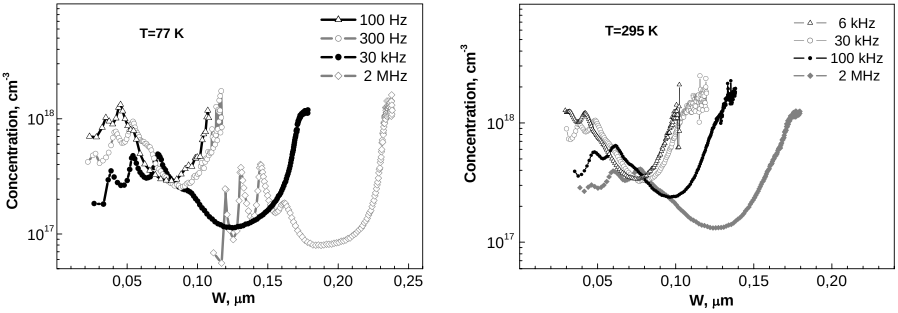
Исследование вольт-фарадных характеристик (ВФХ) светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) [1-3] позволяет получить важную информацию о количестве заряда, захваченного в квантовых ямах, о расположении квантовых ям внутри области пространственного заряда, о концентрации легирующей примеси в ямах и барьерах. Однако величина емкости и форма ВФХ таких структур обычно зависят от температуры, что при формальной обработке приводит к тому, что получаемые эффективные профили распределения носителей заряда не соответствуют параметрам реальной структуры, что выражается, например [4], в сдвиге положения квантовых ям относительно границы p-n перехода в зависимости от температуры. Поэтому выяснение факторов, влияющих на изменение емкости с температурой, является необходимым для количественной характеризации таких светоизлучающих структур емкостными методами.

Некоторые из возможных факторов (в частности, влияние недостаточно быстрого отклика носителей в квантовых ямах на тестовый сигнал измерения емкости при низких температурах) рассматривались нами ранее [5] на основе моделирования низкочастотных (НЧ) и высокочастотных (ВЧ) ВФХ для этих структур. Следует отметить, что сложности в интерпретации ВФХ и получаемых профилей распределения носителей заряда для реальных структур во многом связаны с тем, что измеряемые в стандартных условиях ВФХ (например, при комнатной температуре и на частотах 100 кГц, 1 или 2 МГц), скорее всего, не являются предельными приближениями низкочастотной (все носители заряда успевают откликаться на тестовый сигнал измерения емкости) либо высокочастотной (заряд в квантовых ямах не успевает следовать за тестовым сигналом) ВФХ. При этом, насколько нам известно, отсутствуют систематические экспериментальные работы, позволяющие уверенно утверждать, при каких условиях измерений для этих структур реализуются варианты низко- или высокочастотной ВФХ.

В настоящей работе проведены исследования частотной зависимости ВФХ светоизлучающих структур InGaN/GaN с МКЯ в диапазоне частот 60 Гц – 5 МГц при различных температурах в диапазоне от 77 до 300 К. Светоизлучающие структуры на основе системы InGaN/GaN были выращены методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001) и состояли из слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием ($N_d \sim 5 \cdot 10^{18}$см$^{-3}$), буферной сверхрешетки GaN/InGaN с низким содержанием In (<10%), активного слоя с областью квантовых ям (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p$^+$-GaN толщиной порядка 0.1 мкм, легированного Mg до концентрации порядка 10^{20}см$^{-3}$. Барьеры Шоттки, используемые для измерений ВФХ, создавались напылением тонких слоев Ni и Au с последующим вытравливанием мезы. Измерения ВФХ проводились измерителями импеданса HP/Agilent 4284A и 4285A при тестовом сигнале 35 мВ с помощью погружного азотного криостата, позволяющего стабилизировать температуру в диапазоне 77 - 300 К.

Показано, что на исследуемых образцах, являющихся типичными светоизлучающими структурами, измеренные при комнатной температуре ВФХ действительно не являются крайними НЧ или ВЧ приближениями, а представляют собой переходный вариант между этими предельными случаями. При этом, уменьшение частоты тестового сигнала приводит к таким же изменениям в ВФХ (и, соответственно, в получаемых профилях эффективного распределения носителей заряда), которые наблюдаются при повышении температуры измерений (Рис. 1). Обнаружено, что для каждой исследованной температурной точки существует предельная НЧ ВФХ (когда с дальнейшим уменьшением частоты форма и положение ВФХ не изменяются), показано, что низкочастотные ВФХ совпадают с хорошей точностью для разных температур (Рис. 2) и определены значения частоты тестового сигнала, при которой реализуется НЧ ВФХ для каждой температуры. С целью восстановления параметров исследуемых структур проведено численное моделирование ВФХ в приближении НЧ ВФХ и сопоставление с экспериментальными характеристиками.

Надо отметить, что достичь предельной ВЧ ВФХ в исследованном диапазоне частот и температур не удалось, что связано, по-видимому, с невозможностью корректных измерений емкости при частотах выше 5 МГц на имеющемся у нас оборудовании.



a **b**

Рис.1. Частотные зависимости эффективных профилей распределения носителей заряда, полученные при стандартной обработке ВФХ, измеренных при разных температурах на гетероструктуре InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами; (a) при T=77 K, (b) при T=295 K.

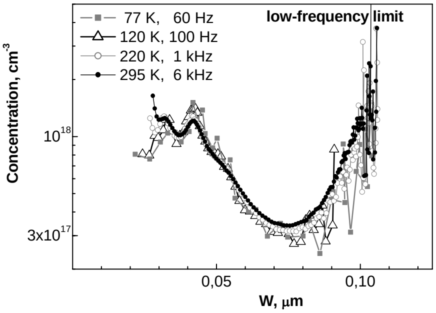


Рис.2. Эффективные профили распределения носителей заряда в гетероструктуре InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами, полученные из предельных низкочастотных ВФХ при разных температурах. Экспериментально установленные значения частот, при которых реализуются условия для НЧ ВФХ, зависят от температуры.

[1] F. Manyakhin, A. Kovalev, and A. E. Yunovich, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **3**, 53(1998).
[2] A.Y. Polyakov et al., J. Appl. Phys. **91**, 5203 (2002).
[3] F. Rossi, M. Pavesi et al.. J. Appl. Phys. **99**, 053104 (2006).
[4] O.A. Soltanovich, N.M. Shmidt, E.B. Yakimov, Abstr. of 31th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe (Venice, May 20-23, 2007), Univ.of Padova, p. 25.
[5] О.А. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов, Тез. докладов 6-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 18-20 июня 2008) с. 204.

FREQUENCY AND TEMPERATURE DEPENDENCES OF CAPACITANCE –VOLTAGE CHARACTERISTICS IN InGaN/GaN MULTIPLE QUANTUM WELL LIGHT-EMITTING STRUCTURES

O.A. Soltanovich[1]****, N.M. Shmidt***[2]***, E.B. Yakimov***[1]
[1] Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya, 6, 142432, Chernogolovka, Russia,
phone +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;
[2] Ioffe Physico-Technical Institute RAS, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg, Russia.

Frequency dependence of capacitance-voltage (C-V) characteristics in MQW InGaN/GaN heterostructures in the range of 60 Hz - 5 MHz is investigated for the temperatures 77 - 300 K (Fig.1). It is shown that usually measured at room temperature C-V profiles correspond to an intermediate case between low- and high-frequency capacitance approximations. It is found experimentally that C-V profiles in low-frequency limit have the same form for different temperatures (Fig.2). The numerical simulation of C-V profiling procedure in low-frequency limit is carried out and is compared with the experimental data.

СИНТЕЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ОКСИАНИОННЫХ ФОТОЛЮМИНОФОРОВ ДЛЯ КОМПОЗИТНЫХ БЕЛЫХ СИД

***Сощин Н.П.**, Личманова В.Н., Большухин В.А., Кириллов Е.А.*
НПК «Люминофор", Заводской пр. 2, 141190 г. Фрязино МО,
тел. +7(495)4658888, e-mail: inpec@mail.ru

Соединения, анионную подрешетку которых составляют силикаты, алюминаты и галлий - алюминаты, являются эффективными катодо- радио- рентгено и фотолюминофорами. Так иттрий - алюмогаллиевый гранат (Y,Gd,Tb)3(Al,Ga)5O12 является самым эффективным узкополосным катодолюминофором для экранов проекционных бортовых ЭЛП, в которых плотность возбуждающего электронного потока доходит до 10А/см2 (в пятне) [1]. Энергетический порог электронного возбуждения благодаря частичной замене галлием алюминия понижается до Ua=150-200эВ, обеспечивая при этом световую отдачу ζ=18-20 люмен/Вт. Состав (Y,Gd,Ce)3Al5O12, активированный церием, является до настоящего времени непревзойденным широкополосным катодолюминофором в телевизионных системах бегущего луча [2]. В наших работах была показана возможность существенного уменьшения времени релаксации этого материала до 20 наносекунд путем введения в состав основы супертушителей, например, –иона иттербия, образующего с основным активатором донорно–акцепторную пару Ce-Yb с ультракороткой длительностью послесвечения.

Гадолиниевый гранат (Gd,Tb,Ce)3(Al,Ga)5O12, благодаря гигантскому взаимодействию с тепловыми и ультрахолодными нейтронами (сечение поглощения 72000 барн), является уникальным детектором для новых устройств контроля легкоатомных взрывоопасных материалов. Ортосиликаты иттрия, гадолиния, лютеция, церия ∑Ln2SiO5 является очень эффективными сцинтилляторами для контроля жесткого гамма-излучения ядерных реакторов. Все эти материалы были разработаны и выпускались в опытном производстве в г. Фрязино, что послужило основой для создания эффективных фотолюминофоров (ФЛ) с излучением в зелено-оранжевом диапазоне видимого спектра и изучения особенностей применения ФЛ в композитных светоизлучающих диодах с белым цветом свечения (КСИД).

Основными направлениями проводимого исследования при создании этих новых фотолюминофоров являлись:

- Обеспечение специальных полос поглощения в областях 380-420 и 450-470 нм первичного коротковолнового излучения InGaN. Это достигалось путем образования при синтезе материала полос переноса заряда (ППЗ) с ионов кислорода или галогенидов на активаторные центры Ce+3 и Eu+2.
- Увеличение квантового выхода излучения ФЛ до 0,95-0,97 -для алюминатных и 0,75-0,78 -для силикатных материалов, благодаря использованию специального особо чистого нано-диспергируемого сырья Al(OH)3, Y2O3, Gd2O3, Ga2O3 и контролируемым восстановительным условиям синтеза при T>1350°C.
- Контроль за формой, морфологией и удельным объемом зерен ФЛ, снабженных специальными понижающими отражение нано- толщинными покрытиями из силикатов либо фосфатов Zn,Ca,Al.
- Направленное формирование активирующих полиэдров, например из CeOF или EuF_2, обеспечивающих повышенную концентрацию активных центров и высокую линейность фотолюминесценции при значительных мощностях возбуждения.
- Расчетное управление схемами гомовалентного замещения в матрицах ФЛ типа Al→ Ga; Al →Sc; Al+Al→ B+Ga; Y→(Gd,Tb,Lu,Yb,Pr); Ba→Ca→Sr с целью плавного сдвига основного максимума излучения активаторных центров Ce+3 и Eu+2.
- Дозированное гетеровалетное замещение типа Al+Al→Mg+Si; Y+Al→(Ba+Mg)+Si; 2O→F+N для скачкообразных, преимущественно длинноволновых сдвигов излучения, для иона Ce+3 от λ=540 нм до λ=580 нм и иона Eu+2 от λ=520 нм до λ=550 нм.
- Образование гетеротипных твердых растворов шпинелей элементов 2а подгруппы в гранатных соединениях редкоземельных элементов ∑(Ln3)Al5O12, позволяющее направленно изменять термоустойчивость гранатов при существенном уменьшении расхода дорогостоящего сырья.

Необходимо отметить, что контроль выходных параметров синтезируемых материалов осуществлялся при электронном (E=10кВ) и фотовозбуждении (λ=405, 450, 460, 470нм), что позволяет четко контролировать фазовую однородность и спектральную чистоту синтезируемых материалов по всем необходимым (более 6) параметрам. В табл. 1 приведены составы и основные параметры ФЛ для композиционных СИД.

Таблица 1

	Состав Фл марка	λ возбуждения нм	λ излучения нм	Квантовый Выход %	Размер Зерен	Термо-устойчивость T°C
1	(Y,Gd,Ce)Al5O12	450-470	540-560	94-96	6.0	110
2	∑(Ln)3(Al,B,Ga)5O12	435-475	535-560	95-97	4.5-5.0	115
3	∑(Ln)3(∑Me)5O12	440-470	530-560	92-94	1.5-2	110
4	(∑Gd,Ln)3Al5O12	455-475	560-595	90-92	4-6	115
5	(∑Me∑Ln) α Al2O3β	440-485	535-575	85-87	2-6	125-135
6	(∑Me)4Si4O16	380-420 450-475	525-560	75-80	8-10	100-105

В настоящее время наша организация сотрудничает с большинством компаний, разрабатывающих КСИД в России. При этом, например, для белых СИД с применением фотолюминофора ФЛЖ-7 на основе (Gd,Ce)3(Al,Ga)5O12 достигнуты высокие значения их эффективности свыше η>100лм/Вт для Тцв>5000К, η>80лм/Вт для Тцв≤3500К, η>40лм/Вт для Тцв=2200К и высокая эффективность зеленых КСИД -свыше 100 лм/Вт.

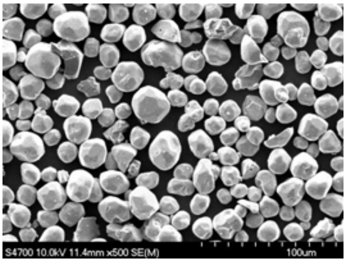


Рис.1. Гранулы фотолюминофора ФЛЖ-7М

[1] Сощин Н.П., Большухии В.А. Тезисы докладов на конф. «Eurodisplay'07», Россия, ФИАН - сентябрь 2007 г.

[2] G Blasse. Phosphor Materials N-Y, Amsterdam , Springer, 1994 P324.

[3] Большухии В.А., Личманова В.Н., Сощин Н.П. Новые рентгеновские и радиолюминофоры «Электронная промышленность» приборы управление N1.2006 стр. 29-38

SYNTHESIS AND OPTIMIZATION OF OXYANION-BASED PHOSPHORS PARAMETERS FOR WHITE LEDS

N.P. Soshchin, V.N.Litshmanova, V.A.Bolshukhin, E.A.Kirillov
NPK Luminophor**,** Zavodskoy Pr.2, 141190,Fryazino, Moscow reg., Russia

The analysis of mechanism the energy transformation and the emission efficiency for different types of oxyanion-based phosphors was carried out. It was developed a generalized approach to the synthesis and properties of the optimum phosphors for application in composite white light-diodes LED based on InGaN . The efficiency values of white light for LED with PLY-7 yellow phosphor based on $(Gd,Ce)_3(Al,Ga)_5O_{12}$ were obtained significantly high , over: 100 lm/W -for color temperature T> 5000K, η>80 lm/W -for color temperature T≤3500K, η>40 lm/W- for color temperature T=2200K and η>100 lm/W -for green LED.

ОПТИМИЗАЦИЯ СВЕТОВОГО ПОТОКА МОЩНОГО БЕЛОГО СВЕТОДИОДА С СИЛИКАТНЫМ ЛЮМИНОФОРОМ

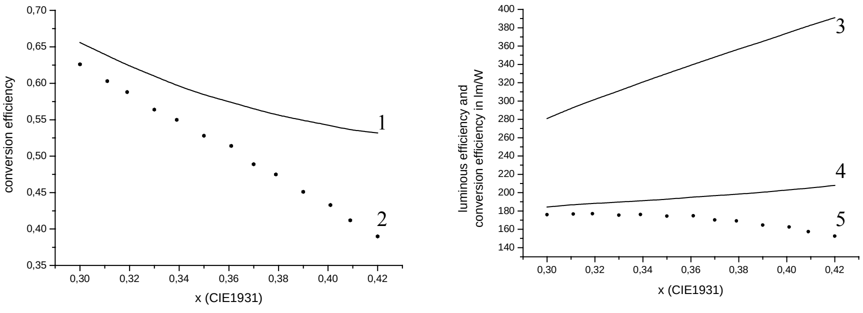
А.В. Феопёнтов*, Л.М. Втюрина
ЗАО Светлана-Оптоэлектроника. Пр. Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)7030426, e-mail: A.Feopentov@gmail.com;

К настоящему времени массово выпускаемые белые светодиоды с потребляемой мощностью не менее 1 Вт, применяющиеся в качестве источников света в системах общего освещения, характеризуются значениями световой отдачи порядка 70 – 90 лм/Вт (при токе 350 мА). Технически это позволяет им конкурировать с современными ламповыми источниками света, например, с компактными люминесцентными лампами. При этом повышение светового потока светодиода даже на несколько процентов оказывает положительное влияние на внедрение светодиодной техники.

В рамках проведенной работы решена задача оптимизации светового потока мощного белого светодиода с номинальным током 350 мА, изготовленного согласно заданному конструктивному исполнению.

Эксперимент проводился на светодиоде ИРС-50, который был разработан и выпускается ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». Его основные характеристики приведены в публикации [1]. Это светодиод с металлическим теплоотводом и линзой из поликарбоната, заполненной силиконовым гелем. Люминофорный слой светодиода, размещенный поверх светоизлучающего кристалла, состоит из собственно люминофора (порошкового кристаллического материала) и силиконового эластомера. Принципиальные конструктивные факторы в процессе эксперимента не изменялись. Варьировался цвет излучения посредством изменения концентрации люминофора в люминофорном слое. Хотя для практических целей было необходимо изучить характер изменения светового потока только в диапазонах нейтрального и теплого белого цвета, исследование проводилось в более широком диапазоне с включением области холодного белого цвета с тем, чтобы достичь лучшего понимания закономерностей изменения эффективности преобразования энергии излучения.

В качестве люминофора был использован материал Y4750 производства компании Intematix. Это силикатный люминофор, излучающий в желтой области спектра при возбуждении синим излучением. При длине волны возбуждения 460 нм его квантовая эффективность составляет 79 %, коэффициент отражения – 27 %, пиковая длина волны излучения – около 570 нм, а координаты цветности (*x*, *y*, CIE1931) – (0,469; 0,520). Результаты эксперимента представлены на рис. 1. В случае вариации цвета излучения за счет изменения концентрации люминофора в люминофорном слое и при использовании люминофора одного типа координаты излучения светодиода на диаграмме цветности CIE1931 смещаются по одной линии, поэтому здесь можно ограничиться построением зависимостей энергетических и световых параметров от одной координаты цветности. Для этого удобно использовать координату цветности *x*.



(a) (b)

Рис.1. Эффективность преобразования энергии излучения в энергетическом выражении (a) и выраженная в световых единицах (b) в зависимости от цвета излучения.
1,4 – теоретическая эффективность преобразования; 2,5 – эффективность преобразования, полученная в эксперименте; 3 – световая эффективность спектра излучения светодиода

Для оценки эффективности преобразования энергии излучения в светодиоде была применена методика, изложенная в публикации [2]. В ней энергетическая эффективность преобразования определяется как отношение потока (мощности) излучения белого светодиода к потоку излучения синего светодиода аналогичной конструкции, не содержащего люминофора. Отклонение экспериментальной эффективности преобразования от теоретической, как показывают результаты эксперимента (рис. 1,a), возрастает по мере увеличения координаты цветности x. То есть, при сдвиге цвета излучения к желтой области возрастают дополнительные потери энергии излучения, обусловленные особенностями конструктивного исполнения светодиода. Так как сдвиг цвета в данном случае определяется увеличением концентрации люминофора в люминофорном слое, возрастание дополнительных потерь объясняется с помощью известного закона Бугера-Ламберта-Бера, согласно которому интенсивность выходящего из слоя излучения падает экспоненциально при увеличении концентрации диспергированного вещества. Закон Бугера-Ламберта-Бера может применяться для коллоидного раствора высокой дисперсности, частным случаем которого является рассматриваемый люминофорный слой.

Поскольку целевым параметром белого светодиода при заданной потребляемой мощности является световой поток, а не поток излучения, эффективность преобразования энергии излучения была выражена в световых единицах (рис. 1,b). Эффективность преобразования в световых единицах (лм/Вт) была получена как произведение энергетической эффективности преобразования (рис. 1,a) и световой эффективности спектра излучения (рис. 1,b). Зависимость эффективности преобразования от цвета излучения на рис. 1,b имеет максимум вследствие того, что энергетическая эффективность преобразования уменьшается, а световая эффективность, напротив, увеличивается при возрастании координаты цветности x. Так как эффективность преобразования в световых единицах в заданных условиях прямо пропорциональна световому потоку, положение максимума показывает диапазон цвета излучения, в котором в данном конструктивном исполнении светодиода достижим максимальный световой поток.

Типичный уровень светового потока светодиода ИРС-50 при токе 350 мА составляет 65 лм для цвета излучения, характеризуемого координатой цветности x на уровне 0,38 и коррелированной цветовой температурой (КЦТ) около 4000 К. Согласно полученным результатам, максимальный поток достигается в диапазоне координаты x от 0,31 до 0,32 (КЦТ от 6300 до 7300 К), и превышает типичный на 5 %. В качестве окончательного результата оптимизации выбран диапазон координаты x от 0,34 до 0,36 (КЦТ от 4500 до 5000 К), который, с одной стороны позволяет оставаться в границах области достаточно комфортного нейтрального белого цвета, а, с другой стороны характеризуется повышением светового потока на 4 % относительно типичного значения.

В результате проведенной работы показана возможность контролируемого увеличения светового потока мощного белого светодиода при изменении цвета излучения. За счет сдвига цветности излучения в пределах области нейтрального белого цвета световой поток повышен на 4 %. Выявленные закономерности позволяют объяснить характер изменения эффективности преобразования энергии излучения в белом светодиоде с одним люминофором при варьировании его концентрации в люминофорном слое.

[1] Богданов А.А., Васильева Е.Д., Зайцев А.К. Светотехника, №3, с. 12-19 (2007).
[2] Богданов А.А., Феопентов А.В. Светотехника, №4, с. 32-34 (2007).

THE OPTIMIZATION OF LUMINOUS FLUX OF HIGH-POWER WHITE LED WITH SILICATE PHOSPHOR

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

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

In that work the problem of optimization of luminous flux of high-power white LED with operating current of 350 mA manufactured according to given form factor is solved.

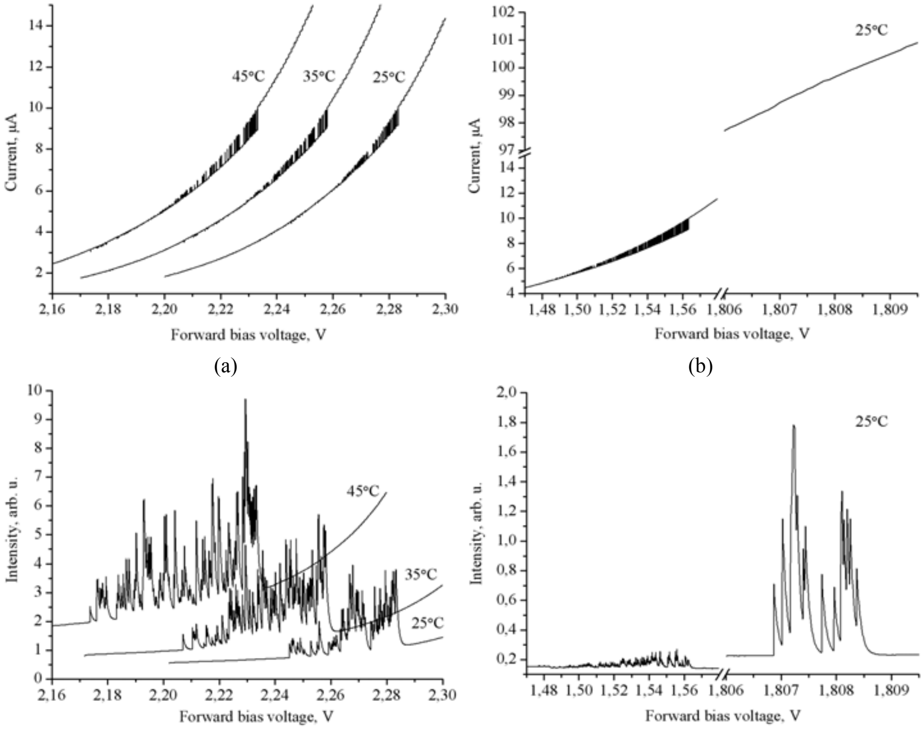
As a result, the possibility of controllable increase of luminous flux by changing of emission color is shown. Luminous flux is increased by 4 % due to the shift of emission color within the area of neutral white color. Found patterns allow to explain the nature of change of conversion efficiency of white LED with one phosphor when the concentration of phosphor in the layer is varied.

ПУЛЬСАЦИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИНИХ И ЗЕЛЕНЫХ СВЕТОДИОДОВ ПРИ НИЗКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ПРЯМОГО НАПРЯЖЕНИЯ СМЕЩЕНИЯ

Ю. В. Трофимов, В. И. Цвирко
Государственное предприятие «ЦСОТ НАН Беларуси»; Логойский тракт, 22, к.2207, 220090,
г. Минск, Республика Беларусь; тел.: +375(17)2811335, e-mail: *tsvirko@inel.bas-net.by*

В настоящей работе изучались вольтамперные и вольтсветовые характеристики (ВАХ и ВСХ) образцов светодиодов на основе нитрид галлиевых соединений. Исследовались светодиоды различных производителей. Образцы с помощью специальных адаптеров (без пайки) устанавливались на активное теплоотводящее основание, температура которого поддерживалась постоянной с точностью 0,2°С. Измерения ВАХ и ВСХ проводились одновременно в автоматическом режиме с помощью источника питания мультиметра Keithley 2400, радиометра EG&G 550 и мультиметра HP 34401A. На образец подавалось постоянное напряжение прямого смещения с шагом от 0,01 до 0,1 мВ. На ВСХ были четко зафиксированы пульсации электролюминесценции синих и зеленых светодиодов при значениях напряжения прямого смещения ниже напряжения «включения». При прохождении через область пульсаций на ВАХ образцов наблюдались многократные переключения между двумя зависимостями, которые описывают ВАХ до и после области пульсаций.

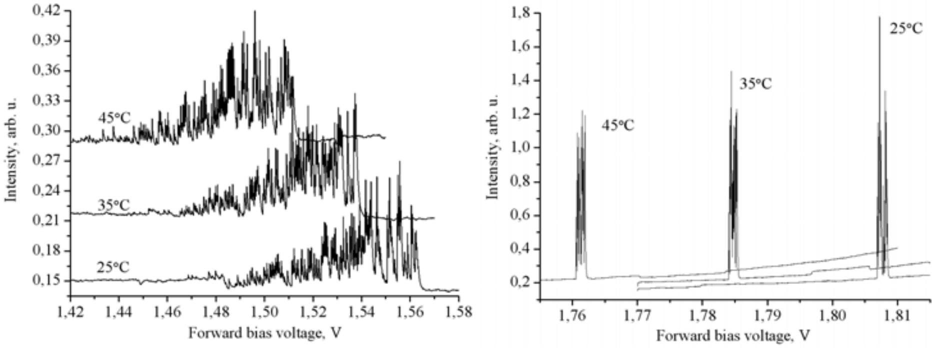
На рисунках 1 и 2 приведены ВАХ и ВСХ двух образцов: синего (LXML-PR01-0275, C4F) и зеленого (LXML-PM01-0080, L4C) светодиодов производства Philips Lumileds. На рисунках 1с и 2а зависимости сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства рассмотрения. С увеличением температуры области пульсаций закономерно сдвигались в сторону меньших значений напряжения (рис.1а,с и рис.2). У синего образца была обнаружена только одна область пульсаций в диапазоне напряжений от 2 до 2,5 В. Ширина области пульсаций и амплитуда пульсаций синего светодиода возрастали при увеличении температуры.



(a) (b)

(c) (d)

Рис. 1. ВАХ (a, b) и ВСХ (c, d) синего (a, c) и зеленого (b, d) образцов светодиодов при различных температурах корпуса



(a) (b)

Рис. 2. Области пульсаций №1 (a) и №2 (b) на ВСХ образца зеленого светодиода при различных температурах корпуса

Для зеленого светодиода было зафиксировано две области пульсаций в диапазоне напряжений от 1,4 до 1,9 В, существенно различающиеся по ширине и амплитуде. Изменение температуры в диапазоне от 25 до 45°С не выявило существенных изменений ширины областей и амплитуды пульсаций. Значения ширины (по основанию) областей №1 (рис.2a) и №2 (рис.2b) составили 90 и 1,8 мВ, соотвественно. Амплитуды пульсаций в областях №1 и №2 различались более чем на порядок. Характерные для синего светодиода переключения на ВАХ наблюдались только в области №1 ВСХ зеленого светодиода (рис. 1b).

Наблюдаемые на ВСХ пульсации электролюминесценции представляют собой набор отдельных вспышек, появление которых вызывается постоянным увеличением напряжения. Иногда можно различить отдельные вспышки на ВСХ (рис. 1d), что позволяет в относительном временном масштабе оценить характер их затухания. Такая форма пульсаций, вероятно, обусловлена излучательными переходами между состояниями с ограниченным числом возбужденных носителей. Диапазон напряжений, при которых наблюдаются пульсации ВСХ синего светодиода примерно соответсвует туннельным излучательным переходам в голубых светодиодах на основе InGaN/GaN [1]. Однако в данном случае величина тока в несколько раз ниже, чем в случае стационарной туннельной рекомбинации (30 мкА). Так как пульсации ВСХ наблюдаются при значениях напряжения гораздо меньших напряжения «включения» основной линии электролюминесценции, то пульсации, скорее всего, обусловлены туннельной излучательной рекомбинацией между глубокими центрами в активной области синего светодиода. Аналогичный вывод можно сделать для области пульсаций №1 зеленого светодиода. Стационарная туннельная излучательная рекомбинация в зеленых светодиодах ранее не наблюдалась. Для более детального изучения описанных явлений нужно проводить дальнейшие исследования. Необходимо отметить, что пульсации на ВСХ и «переключения» на ВАХ не наблюдаются, если измерять падение напряжения и световой отклик светодиода в зависимости от величины тока. Резкая граница начала пульсаций в области №2 позволила определить температурный коэффициент напряжения зеленого светодиода. При дискретности изменения напряжения 0,01 мВ было уверенно получено значение 2,3 мВ/°С.

[1] В.Е. Кудряшов, и др., ФТП **31**, No. 11, 1997.

ELECTROLUMINESCENCE RIPPLES OF BLUE AND GREEN LEDS AT LOW FORWARD BIAS VOLTAGES

***Y.V. Trofimov**, V.I. Tsvirko*
Center of LED and optoelectronic technologies of National academy of sciences of Belarus,
Lagoiski trakt, 22, Minsk, 220090, Republic of Belarus, e-mail: tsvirko@inel.bas-net.by

Voltage-current and voltage-radiation characteristics of blue and green LEDs are investigated. Electroluminescence ripples under forward bias voltage changing are found out in the range below “turn-on” voltage. The possible reason of ripples is tunnel emitting recombination between deep centers in LED active region.

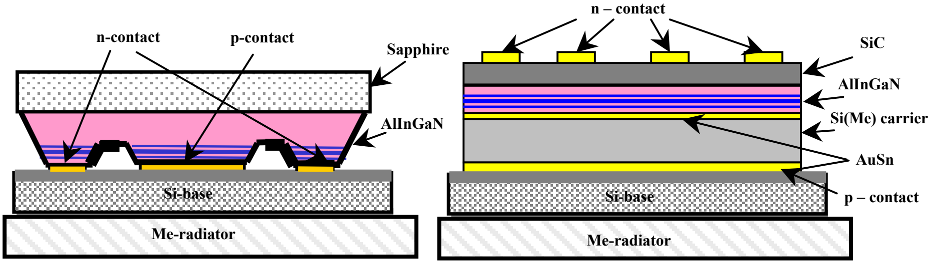
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСТЕКАНИЯ ТОКА И ТЕПЛА В МОЩНЫХ InGaN СВЕТОДИОДАХ ФЛИП-ЧИП И ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ

А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров, А.Е.Черняков[*]
Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия.
*e-mail: chernyakov@mail.ioffe.ru

Среди главных требований, предъявляемых к современным конструкциям мощных InGaN излучающих кристаллов, помимо высокой оптической эффективности, стоят низкое тепловое сопротивление и однородность растекания тока через p-n-переход большой площади (отметим, что площадь 1-2мм^2 стала стандартной величиной, а у некоторых образцов она достигла 12мм^2 при рассеиваемой мощности в десятки ватт [1,2]). Большинство высокомощных светодиодных кристаллов изготавливается сегодня в двух конструктивных вариантах:

- мезапланарной (флип-чип) конфигурации с расположением обеих контактных площадок на тыльной стороне структуры. Преимущества – отсутствие затенения и близость теплоотвода к активной области, недостаток – большая латеральная (вдоль p-n-перехода) составляющая тока - рис. 1а;
- «вертикальной» конфигурации с расположением контактных площадок на противоположных сторонах кристалла и переносом InGaN структуры методами “lift-off” и “bonding” на кремниевый или металлический носитель - рис. 1б.

В данной работе мы проводили сравнительное исследование процессов тепло- и токорастекания в обеих конструкциях в широком диапазоне уровней возбуждения. При этом в качестве представителей приборов первого типа использовались собственные излучающие кристаллы МК-24 [3], а второго – излучающие кристаллы Cree и SemiLED. Кристаллы собирались в корпуса с эффективным теплоотводом типа ИРС50 и не закрывались линзами.



а б

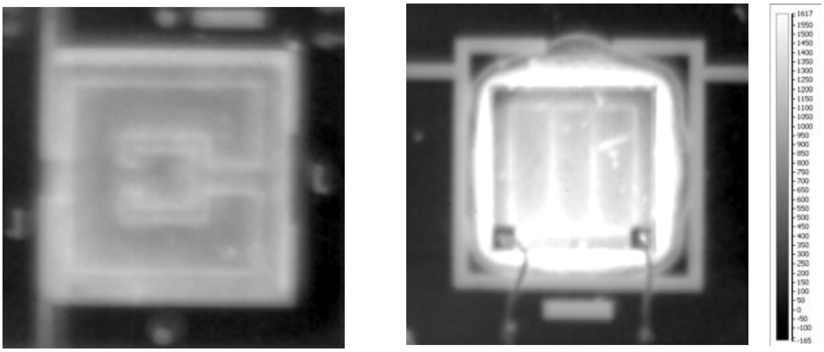
Рис. 1. Схематическое изображение СД различных конструкций: а – мезапланарная (флип-чип) конструкция; б – вертикальная конструкция.

Общее тепловое сопротивление светодиодов и доля в нем отдельных элементов конструкции определялось по методу переходных электрических характеристик с помощью “Thermal tester T3Ster”, а для прецизионного исследования температурных полей применялся метод ИК тепловизионной микроскопии [4,5]. Поле зрения ИК-микроскопа составляло 1920x1920 мкм, разрешающая способность по координате ~3мкм, по температуре ~2K, время накопления варьировалось в диапазоне 10-150мс.

Одной из основных методических проблем при тепловизионном методе исследования является прозрачность GaN в ИК области и сильные различия в излучательной способности материалов используемых в конструкции приборов: контакты, отражающие покрытия, элементы монтажа и др. В силу указанных причин важную роль играет исходная калибровка, при которой температура исследуемого объекта задается внешним нагревателем с регистрацией соответствующей интенсивности ИК-излучения.

Как было показано нами раннее, для приборов с однородным теплосъемом и минимизированными омическими потерями основную роль в распределении температурных полей играет выделение тепла в активной области за счет безызлучательной рекомбинации. Поскольку оно прямо пропорционально плотности тока в данной точке тепловой мэппинг отражает не только картину распределения температуры по площади, но и плотности тока – “current crowding” [5].

В работе детально исследуется влияние токовых режимов на распределение температуры и плотности тока по площади указанных выше типов кристаллов в их взаимосвязи с выходными электрооптическими характеристиками светодиодов. В качестве иллюстрации на рис.2 приведены картины температурного мэппинга для кристаллов МК-24 и Cree EZ1000 при близком к максимальному режиму работы I=1A (J~100 A/cm^2). Хотя общий разогрев при этом остается вполне допустимым, хорошо видно различие в распределении температуры (тока) по площади. Так для кристалла МК-24 (рис. 2а) со специально оптимизированной геометрией контактных площадок не наблюдается значительных тепловых градиентов по площади прибора. В то же время для кристалла EZ1000 (рис. 2б) имеет место избыточный разогрев вблизи контактных площадок, или, другими словами, контактная группа не обеспечивает равномерное распределение тока величиной в 1А по всей площади кристалла.



а б

Рис. 2. Цифровые фотографии излучающих кристаллов в ИК диапазоне при пропускании тока I=1A: а – МК-24 флип-чип; б – Cree EZ1000 вертикальная конструкция (шкала – отн.ед.)

[1] Website: http://www.cree.com/products/pdf/CPR3CR.pdf
[2] Website: http://www.luminus.com
[3] Д.А.Закгейм, И.П Смирнова, А.Л.Закгейм Е.М Аракчеева и др., ФТП, **39** (7), 885 (2005).
[4] V.K. Malyutenko1, O.Yu. Malyutenko, A.V. Zinovchuk A.L. Zakheim, D.A. Zakheim et. al Proc. of SPIE **5941,** 59411K-1, (2005)
[5] А.Л.Закгейм, Г.Л.Курышев, М.Н.Мизеров, В.Г.Половинкин, и др., ФТП, **44** (3), 390 (2010).

COMPARATIVE ANALYSIS OF THERMAL AND CURRENT SPREADING IN HIGH-POWER InGaN LEDs with FLIP-CHIP AND VERTICAL STRUCTURE

A.L.Zakgeim, M.N.Mizerov, A.E.Chernyakov*
Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS,
Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, * e-mail: chernyakov@mail.ioffe.ru

In this report we study local temperature gradients associated with current crowding effects in two versions of designs of high-power InGaN/GaN blue dies: “flip-chip” and “vertical configuration”. IR-microscope highly spatially resolved technique has been employed. It was observed remarkable current crowding effect in dies of vertical configuration.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И БУФЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ НА СПЕКТРЫ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ InGaN/ GaN СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО СВЕЧЕНИЯ

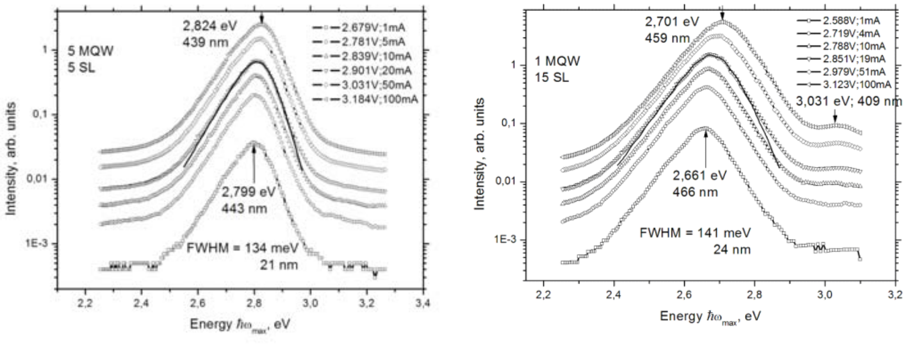
А.В.Чуяс[1*]***, Б.С.Явич***[2]
[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991
тел: (495) 939-29-94, факс: (495) 939-14-89, эл. почта: c.alexey@gmail.ru
[2] ОАО «Светлана-Оптоэлектроника», Санкт-Петербург, а/я 78, 194156

Одной из основных проблем использования в качестве источников света светодиодов на основе InGaN/AlGaN/GaN гетероструктур является проблема повышения эффективности преобразования электрической энергии в световую. Возможной причиной падения эффективности является перетекание электронов из активной области в p-слой [1]. В настоящей работе приведены результаты исследования вольтамперных характеристик (ВАХ), спектров электролюминесценции (ЭЛ) и эффективности тестовых AlGaInN светодиодных структур в сопоставлении с изменением параметров InGaN/GaN буферной сверхрешетки, кванторазмерной активной области и p-Al(Ga)N области.

Кристаллы светодиодов с p-n- гетероструктурами типа InGaN/AlGaN/GaN были выращены на сапфировой подложке (Al_2O_3) методом металлоорганической эпитаксии (MOCVD) и смонтированы в теплоотводящий корпус методом «flip-chip». На подложке последовательно выращивали низкотемпературный GaN зародышевый слой; переходной нелегированный GaN; слой n-GaN (толщина 3.5 мкм), буферную InGaN/GaN сверхрешетку, легированную Si; активную область с $In_xGa_{1-x}N$/GaN квантовыми ямами (x=0.13-0.15, номинальные толщины квантовых ям 3 нм, барьеров 12 нм); слой p-AlGaN, блокирующий поперечный перенос электронов (толщина 20 нм), и слой p-GaN (толщина 110 нм). Со стороны контакта к p- области наносилось отражающее зеркало.

Регистрация спектров ЭЛ проводилась при комнатной температуре в диапазоне токов 1 – 350 мА. Спектральное разрешение установки на базе призменного монохроматора не хуже 0,1 нм.

На рис.1 приведены спектры ЭЛ структур с MQW (рис.1а) и SQW (рис.1б) активными областями. Видно, что в случае SQW структуры с увеличением инжекционного тока наблюдается сдвиг максимума спектра в длинноволновую область (440 ч 460 нм), более заметная зависимостьположения максимума от силы тока и появление коротковолновой полосы малой интенсивности с максимумом 3.03 эВ. Это связано с тем, что в SQW структурах при увеличении тока наблюдается больший сдвиг электронного квазиуровня Ферми в яме и часть неравновесных носителей перетекает в p- область и рекомбинирует на Mg акцепторе.



а)　　　　　　　　　　б)

Рис. 1. Спектры электролюминесценции образцов с 5 квантовыми ямами и 5 периодной буферной сверхрешеткой (а) и 1 квантовой ямой и 15 периодной буферной сверхрешеткой (б).

Исследовано влияние концентрации легирующей примеси и толщины p-AlGaN барьера и p-GaN контактного слоя на ВАХ, эффективность и спектры ЭЛ светодиодов. Обнаружено, что положения максимумов в спектрах ЭЛ светодиодов изменяются с увеличением концентрации Mg акцепторов немонотонно. Увеличение номинальной концентрации в 1,5 и 2 раза приводило к смещению максимума от 461 до 457 и 477 нм, соответственно. Эффективность светодиодов при больших токах возрастает с увеличением концентрации акцепторов.

Приведены данные о влиянии вариаций расстояния от буферной сверхрешетки до активной области и числа квантовых ям (1 или 2) в активной области на ВАХ, эффективность и спектры ЭЛ светодиодов. Обнаружено, что положение основного спектрального максимума изменялось в пределах 2,719 –2,707 эВ (458 – 455 нм) и для среднего расстояния до буферной сверхрешетки было минимальным по энергии. Показано, что в спектрах образцов с одной квантовой ямой с увеличением силы тока до 100 мА проявляется полоса в области высоких энергий, $\hbar\omega_{max2}$ = 3,099 – 3,01 эВ. В этих пределах положение $\hbar\omega_{max2}$ сдвигалось в коротковолновую область с увеличением расстояния до буферной сверхрешетки. В образцах с двумя квантовыми ямами интенсивность этой полосы на порядок меньше. Это можно объяснить, если предположить, что высокоэнергичная полоса соответствует рекомбинации в p–GaN барьере, куда электроны перетекают при большой плотности тока после заполнения квантовых ям. При данной плотности тока для образца с двумя квантовыми ямами этот эффект менее вероятен. Наибольшая эффективность излучения светодиодов в области токов до 100 мА достигается при минимальном расстоянии между буферной сверхрешеткой и активной областью.

Показано, что положение MQW активной области по отношению к зеркалу резонатора гетероструктуры со стороны p- области, определенное из опытов по электроотражению, влияет на внешний квантовый выход излучения [2].

В заключение работы будут приведены расчеты энергетической диаграммы исследованных гетероструктур.

[1] Min-Ho Kim, Martin F. Schubert, Qi Dai, Jong Kyu Kim, E. Fred Schubert, Joachim Piprek, Yongjo Park. Appl. Phys. Lett., **91**, 183507 (2007).

[2] Е.Д.Васильева, В.В.Уелин, А.В.Феопентов, Б.С.Явич, П.Ю.Боков, П.В.Иванников, А.В.Чуяс, А.Э.Юнович. Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников (Новосибирск – Томск, сент. – окт. 2009), стр. 122.

INFLUENCE OF CHANGING PARAMETERS OF ACTIVE REGION AND BUFFER SUPERLATTICE ON SPECTRA AND EFFICIENCY OF BLUE InGaN/GaN LIGHT-EMITTING DIODES

A.V.Chuyas[1*]***, B.S.Yavich***[2]

[1] M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Dept. Leninskie gory 1 Building 2, Moscow, Russia, 119991, e-mail: c.alexey@gmail.ru

[2] JSC «Svetlana-Optoelectronica», Saint-Petersburg, Postbox 78, Russia, 194156

Influence of changing parameters of InGaN/GaN active region and buffer superlattice on efficiency and electroluminescence spectra of blue light-emitting diodes (LEDs) was studied. Increasing number of periods and concentration reduction of Si- donors in the buffer superlattice leads to shift of a spectral maximum to long-wave region (440 ÷ 460 nm), to more appreciable position of maximum dependence on current and to occurrence in spectra low-intensity short-wave band with a maximum at 3,03 eV. Positions of maxima in electroluminescence spectra of LEDs changes with concentration of acceptors Mg non-monotonically. Efficiency of light-emitting diodes grows with increasing acceptors concentration. Position of main spectral maximum was changed within 2,719 –2,707 eV (458 –455 nm) and for average distance from buffer superlattice has minimal energy. In spectra of samples with one quantum well with increasing current up to 100 mA the band in high-energy region is occurred, $\hbar\omega_{max2}$ =3,099 – 3,01 eV. In these limits $\hbar\omega_{max2}$ position was shifted to short-wave region with increasing the distance to buffer superlattice. The radiation intensity was less in samples with 2 wells.

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN

Е.И. Шабунина[1]*, ***Н.М. Шмидт***[1], ***А.Е. Черняков***[1], ***П.В. Петров***[1], ***М.Е. Левинштейн***[1],
Н.С. Аверкиев[1].
[1]Физико – технический институт им. А.Ф. Иоффе. Политехническая, 26, 194021, Санкт – Петербург,
тел. +7(812)2927155, e-mail: jenni-85@mail.ru;

Несмотря на успешное развитие индустрии синих светодиодов на основе MQW InGaN/GaN общепринятые модели эффективной излучательной и безызлучательной рекомбинации и деградации отсутствуют. Это препятствует как решению проблемы создания энергосберегающего освещения на основе мощных синих InGaN/GaN светодиодов с люминофором, так и разработке методов прогнозирования срока службы приборов на этих материалах без проведения долговременных испытаний. Отсутствие понимания во многом связано с особенностями структуры материалов на основе нитридов третьей группы, для которых характерно наличие системы протяженных дефектов. Поэтому целью представленной работы является выяснение вклада системы протяженных дефектов в безызлучательную рекомбинацию и деградацию при плотностях тока > 10 А/см^2.

В качестве метода исследования было выбрано измерение низкочастотного шума в диапазоне 10 Гц – 10 кГц, поскольку эта методика в ряде случаев позволяет получить информацию о механизмах рекомбинации и состоянии дефектной системы в том числе и при больших плотностях тока, которую трудно или невозможно получить другими методами.

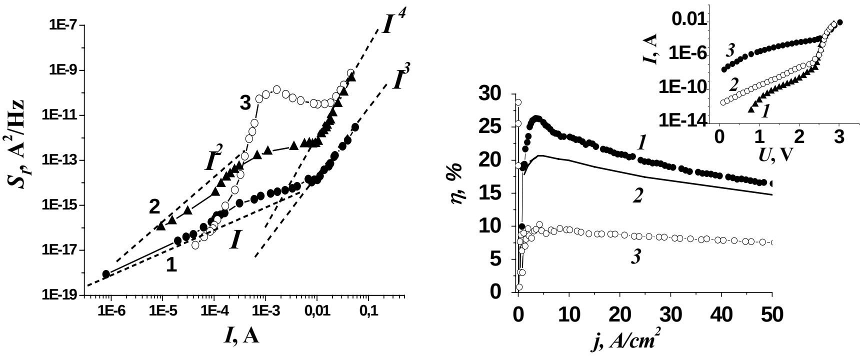
В работе исследовались светодиодные структуры на основе MQW InGaN/GaN, состоящие из 5 пар InGaN/GaN с типичными размерами слоев 3 нм InGaN и (7 – 12) нм GaN, выращенные на сапфировых подложках методом эпитаксии из металлорганических соединений. Площадь светоизлучающей поверхности диодов составляла 300x300 мкм. Все светодиоды имели значения внешней квантовой эффективности η 20 – 26 % без линз. С линзами 30 – 35 %, что соответствует среднему мировому уровню.

При изучении деградационного процесса были исследованы два типа светодиодов, отличающиеся между собой тем, что диоды II – го типа испытали локальный электростатический пробой. Следует отметить, что исследование таких диодов представляет практический интерес, поскольку для диодов на основе InGaN/GaN характерна высокая чувствительность к накоплению электростатического заряда, а локальные пробои, вызванные электростатикой, могут ускорять развитие деградационного процесса.

Исследования показали, что для большей части исходных светодиодов зависимость плотности шума от тока $S_I(I)$ носит сложный характер (Рис. 1 (a), кривая 1). Выделяются следующие характерные участки.

В области малых токов $I < 10^{-4}$ А шум в диодах следует закону $S_I(I) \sim I$, что свидетельствует о преобладании мономолекулярной безызлучательной рекомбинации [1]. Кроме того, низкочастотный шум коррелирует с токами туннельной безызлучательной рекомбинации, связанными с системой протяженных дефектов. С ростом тока зависимость $S_I(I)$ становится более пологой, и при токах 10^{-4} А $< I < 10^{-2}$ А шум довольно слабо зависит от тока. В соответствии с анализом, приведенном в [1], этому участку соответствует преобладание излучательной рекомбинации. С дальнейшим ростом тока, при значениях плотностей тока ~ 5 – 10 А/см^2, соответствующих падению η (Рис. 1 (b), кривая 1), происходит нарастание плотности шума и зависимость $S_I(I)$ характеризуется появлением участка $S_I(I) \sim I^3$. Такой тип зависимости свидетельствует о перестройке центров в системе протяженных дефектов.

На тех же светодиодах после ускоренных испытаний, приведших к уменьшению внешней квантовой эффективности (Рис. 1 (b), кривые 2 и 3) и росту токов туннельной безызлучательной рекомбинации (вставка к Рис. 1 (b), кривые 2 и 3), наблюдалось увеличение плотности шума во всем диапазоне токов на несколько порядков. Зависимости плотности шума от тока $S_I(I)$ для исходных (Рис. 1 (a), кривая 1) и деградировавших светодиодов (Рис. 1 (a), кривые 2 и 3) заметно отличаются между собой в области больших токов (I > 10 мА). Для деградировавших диодов обоих типов характерно появление зависимости $S_I(I) \sim I^4$. Кроме того, для деградировавших диодов типа II участку преобладания эффективной излучательной рекомбинации предшествует резкий рост плотности шума приблизительно на 5 порядков. Появление сильных зависимостей плотности шума от тока свидетельствует о появлении локальных областей перегрева [2] в системе протяженных дефектов, поскольку этот процесс сопровождается ростом токов туннельной безызлучательной



(a) (b)

Рис.1. Зависимость плотности шума от тока (a); Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока, на вставке вольт – амперная характеристика (b) 1 – исходный диод, 2 – деградировавший диод типа I, 3 - деградировавший диод типа II

рекомбинации локализованных в этой системе. Появление локальных областей перегрева - важный этап развития деградационного процесса, так как может способствовать выделению атомов галлия и индия и их миграции по системе протяженных дефектов.

Полученные результаты подтверждают, что процесс деградации в синих светодиодах на основе MQW InGaN/GaN имеет локальный характер и связан с изменениями, происходящими в системе протяженных дефектов. Процессы деградации развиваются более интенсивно в диодах испытавших воздействие локального электростатического пробоя.

[1] S. Sayer, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, N. Pala, Yu. Bilenko, J. P. Zhang, X. Hu, A. Lunev, J. Deng, and R. Gaska. J. of Appl. Phys., **100**, 034504 (2006).
[2] Г. П. Жигальский . УФН, **173**(5), 465, (2003).

LOW – FREQUENCY NOISE IN LIGHT EMITTING STRUCTURES BASED ON InGaN/GaN MQW

E.I. Shabunina^1****, N.M. Shmidt***^{1}***, A.E. Chernyakov***^{1}***, P.V. Petrov***^{1}***, M.E. Levinshtein***^{1}***, N.S. Averkiev***^{1}***.***
^{1}Physical – technical institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg,
phone. +7(812)2927155, e-mail: jenni-85@mail.ru;

The results of low frequency noise study in blue InGaN/GaN light emitting diodes (LEDs) allow to suppose that the main non-radiative recombination channel in InGaN/GaN LEDs is related to the extended defect system piercing the LED active region. The reorganization of centres in the extended defect system under current density more than 10 A/cm^2 was found. The degradation process occurs in the extended defect system. The effect of localized overheating in the aged InGaN/GaN LEDs was found. The degradation process in InGaN/GaN LEDs damaged by local electrostatic breakdown develops significantly faster than degradation process in LEDs without this type of damage.

НИТРИД АЛЮМИНИЯ НА КРЕМНИИ: КОНЦЕПЦИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО SiC СЛОЯ, ТЕХНОЛОГИЯ HVPE

В.Н.Бессолов[1*], Ю.В.Жиляев[1], Е.В.Коненкова[1], С.А.Кукушкин[2], А.В.Осипов[2], Н.А.Феоктистов[2], Ш.Шарофидинов[1], М.П.Щеглов[1]

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

[2] Институт проблем машиноведения РАН, Большой пр.ВО, д.61, 199178, Санкт-Петербург

Нитрид алюминия является перспективным материалом для создания приборов УФ-оптоэлектроники, мощной, высокочастотной и биосенсорной электроники, а также является эффективным материалом при создании буферных слоев на кремниевой подложке для приборов нитрид галлиевой оптоэлектроники.

Цель работы – выяснить условия получения толстых слоев нитрида алюминия, выращенных на кремниевой подложке методом HVPE.

Методика роста - эпитаксиальное выращивание AlN слоев осуществлялось на предварительно сформированной структуре SiC/Si(111) размерами ~ 25 mm^2 при температуре 1080°C по технологии, опубликованной в работе [1]. Слой - 3C-SiC создавался методом твердофазной эпитаксии, имел полуширину кривой рентгеновской дифракции ω_θ ~ 30 arcmin и толщину около 100 нм [2]. Отметим, что в методе твердофазной эпитаксии на границе SiC/Si образуются поры, способствующие дополнительной релаксации упругих напряжений.

Основная идея использования карбида кремния в качестве промежуточного слоя базируется на том факте, что этот полупроводник в процессе твердотельной эпитаксии, во-первых, извлекает атомы Si для формирования слоя SiC, образуя пустоты в приграничном к интерфейсу слое Si; во-вторых, SiC при его формировании может иметь различные политипы, как кубической, так и гексагональной модификации решетки. Можно предположить, что для снижения упругой деформации, вызванной различиями постоянных решетки и коэффициентов термического расширения при гетероэпитаксии, возможно, предпочтительными могут оказаться как пустоты, так и слои карбида кремния, содержащих различные политипы.

Экспериментальные результаты.

Рентгенодифракционные измерения AlN слоев, выращенных на предварительно полученных “template” SiC/Si показали, что кривые качания для брэгговского рефлекса (0002) - ω_θ, во-первых, зависят от скорости роста слоя (Рис.1), а во-вторых, существенно меньше для структур AlN/SiC/Si(111) , чем для структур AlN/Si(111)(таблица).

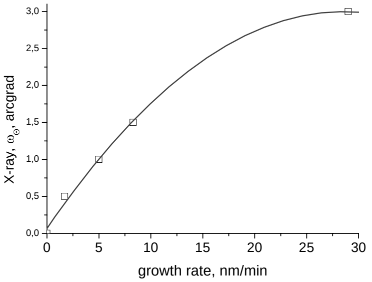
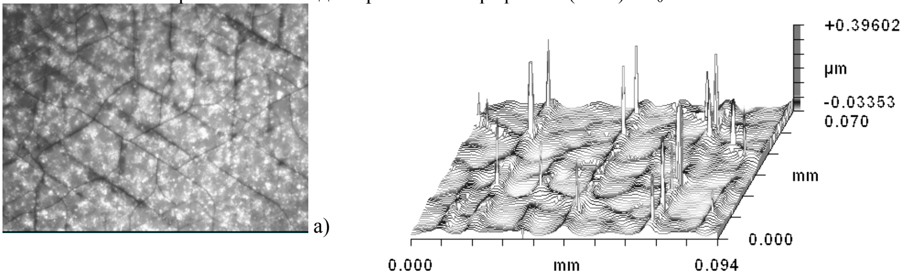


Рис.1. Зависимость величины FWHM кривых качания для брэгговского рефлекса (0002) - ω_θ от скорости роста слоя AlN

Эпитаксиальные слои AlN имели характерную сетку дислокаций ромбовидной формы с размером ячейки 10 x10 нм^2 (Рис.2); максимальная величина неоднородности поверхности эпитаксиального слоя AlN составляла ~ 60 нм из которых ”горбы” в местах дислокационных линий были высотой ~ 40 нм (Рис.2b).

Ранние исследования эпитаксиального роста AlN методом MBE и MOCVD на подложке Si свидетельствуют о колонной структуре этих слоев. Наличие сетки дислокаций и обнаружение нами факта, что скорость роста слоя по линиям этих дислокаций выше, чем в остальной части этой колонны, а так же установление зависимости FWHM рентгеновской дифракции от скорости роста слоя свидетельствует о послойном (квзи-2D) эпитаксиальном механизме роста нитрида алюминия на промежуточном слое карбида кремния. Для сравнения в таблице приведены литературные данные X-ray измерений для слоев AlN, выращенных методами RF, MOCVD и HVPE на кремниевой подложке. Видно, что предложенная технология AlN/SiC/Si(111) позволяет достичь рекордных значений FWHM кривых качания для брэгговского рефлекса (0002) - ω_θ .



a)

b)

Рис. 2. Изображение поверхности AlN полученное: a) в оптический микроскоп; b) с помощью микроскопа New View

AlN/подложка	hk*l	ω_θ, arcmin	метод	Литература
AlN/3C-SiC/Si(100)	(002)	90	RF	[3]
AlN/Si(111)	(0002)	84	MOCVD	[4]
AlN/ SiC/Si(111)	(0002)	35	HVPE	Our data

Таким образом, предложен и экспериментально реализован новый подход к созданию методом хлоридной газофазной эпитаксии слоев AlN толщиной (0.1-10) мкм на кремниевой подложке за счет формирования тонких SiC слоев (100 нм) в качестве промежуточных. Обнаружено, что основная неоднородность по поверхности AlN слоя обусловлена “горбами” ромбической формы, обусловленными дислокациями при формировании блочной структуры слоя. Показано, что использование низких скоростей роста AlN позволяет вырастить слои AlN методом HVPE с полуширинами кривой качания рентгеновской дифракции (FWHM) (0002) ω_θ = 2100 arcsec.

[1] И.Г.Аксянов и др. Письма в ЖТФ, **34**, 54 (2008).
[2] С.А.Кукушкин, А.В.Осипов. ФТТ, **50**, 1188 (2008).
[3] G.S.Chung *et.al*. Electronics Lett. , 44, 14 (2008).
[4] J.L.Zhao, et.al Appl.Phys.Lett. 94, 093506 (2009).

ALUMINUM NITRIDE ON SILICON: CONCEPTION OF INTERMEDIATE SiC LAYER, TECHNOLOGY OF HVPE

V. N. Bessolov[1*], Yu.V.Zhilyaev[1], E.V.Konenkova[1], S.A.Kukushkin[2], A.V.Osipov[2], N.A.Feoktistov[2], S.Sharofidinov[1], M.P. Shcheglov[1]
[1] A.F.Ioffe Physico-Technical institute, St.Petersburg, Politekhnicheskaya, 26, 194021,
St.Petersburg, Phone: +7(812)2927344, e-mail: bes.triat@mail.ioffe..ru
[2] Institute of Science of Machines Problems, Bol’shoy pr. V.O., 61, St. Petersburg

A new approach has been suggested and experimentally verified to the growth by chloride vapor phase epitaxy of AlN layers of on Si(111) substrates by growing thin intermediate SiC layers (100 nm). It has been founded that the main heterogeneity on AlN surface has been conditioned by “humps” with rhombic shape, which were depended on dislocations during formation of panel layer structure. It has been shown that the low velocity of growth of AlN makes it possible to grow AlN layers with a x-ray diffraction rocking curve halfwidth (FWHM) of (0002) ω_θ = 2100 arcsec.

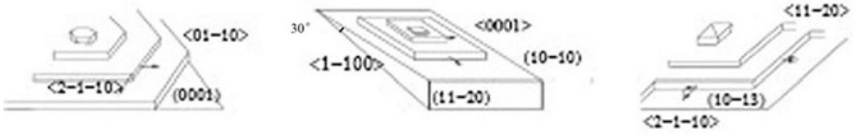
ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ САПФИРА РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

А.А. Донсков, Л.И. Дьяконов, Ю.П. Козлова, С.С. Малахов,
А.В. Марков, М.В. Меженный, В.Ф. Павлов, Т.Г. Югова
[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119017 г. Москва,
тел.: +7(495)9530853, e-mail: icpm@girmet.ru

В процессе роста слоев GaN методом хлоридно-гидридной эпитаксии практически не удается получить зеркально гладкую поверхность. На поверхности слоев наблюдаются различные морфологические дефекты, такие как террасы, пирамиды, ямки и др. Проведено исследование особенностей морфологии слоев GaN, выращенных на подложках сапфира ориентации **c** **-** (0001), **a** **-** (11-20), **r** **-** (1-102) и **m** **-** (1-100). Выращенные слои GaN ориентированы по плоскостям (0001), (11-20) и (10-13), соответственно.

Морфология поверхности и сколы слоев GaN были изучены с использованием оптической микроскопии в режиме интерференционного контраста Номарского. Идентификацию атомных плоскостей, определяющих взаимную кристаллографическую ориентацию слоя и подложки, осуществляли с использованием рентгеновской дифрактометрии на гониометре ГУР-8 установки ДРОН-3 (Cu-Kα1-излучение).

Террасы возникают на поверхности слоя при слоевом механизме роста и ограняются медленно растущими гранями. На рис.1 схематически показано образование террас роста на различно ориентированных плоскостях слоев GaN. Указаны направления распространения террас, а также направления самих террас.



a b c

Рис1. Схемы образования террас роста на поверхности выращенных слоев GaN различной ориентации: а – (0001) , б –(11-20) **,** в – (10-13).

Как видно на Рис.1, развитие террас на плоскостях (0001) и (11-20) происходит от островков роста, имеющих форму гексагона или квадрата, соответственно. На плоскости (10-13) распространение террас происходит от двух островков треугольной формы, примыкающих друг к другу.

Ямы роста в слоях GaN, ориентированных по плоскостям (0001) и (10-13) имеют четкую кристаллографическую огранку. Ямы роста в слое ориентации (0001) представляют собой перевернутую гексагональную пирамиду с наклонными гранями. Ребра ямы идут вдоль направлений типа <01-10>. На поверхности слоев GaN ориентации (10-13) ребра ям роста представляют собой линии пересечения плоскостей типа {-1010} с плоскостью роста (10-13). На плоскости (2-1-10) ямы роста не наблюдаются.

При эпитаксии GaN на подложках сапфира **r** и **m** ориентации растут неполярные (11-20) и полуполярные (10-13) слои GaN, при этом в слоях образуется большая плотность дефектов упаковки. При пересечении плоскости (0-110) залегания дефектов упаковки с поверхностью слоя ориентации (10-13) создается полосчатый рельеф, идущий вдоль направления <2-1-10>. В слоях, ориентированных по плоскости (11-20), пересечения плоскостей залегания дефектов упаковки (0-110) с плоскостью слоя имеют направление типа <0001>.

В слоях GaN при выращивании на сапфире возникают большие напряжения, связанные с несоответствием параметров решетки и коэффициентов термического расширения слоя и подложки. При охлаждении структуры в слоях GaN, ориентированных по плоскости (0001), при растрескивании образуется треугольная система трещин, идущих вдоль направления <2-1-10>. Изредка наблюдаются трещины, идущие вдоль направления <0-110>. В структурах слоев GaN ориентации (0001), выращенных на подложках **a** ориентации, также наблюдается трещины, идущие по этим двум направлениям, однако доля трещин, идущих вдоль направления <0-110>, возрастает. В слоях GaN, ориентированных по плоскости (2-1-10) наблюдается ортогональная система трещин, идущих вдоль направлений <01-10> и <0001>. В слоях, ориентированных по плоскости (10-13), трещины идут вдоль направления, которое составляет угол ~40^0 с направлением <2-1-10>.

Полученные результаты сведены в таблицу

Ориентация поверхности (hkjl)	(0001)	(11-20)	(10-13)
Террасы: Распространение террас	<0-110>	<0-110>	<2-1-10> и <11-20>
Ямы роста: Направление ребра	<01-10>		
Трещины: Направление	<2-1-10> и <0-110>	<01-10> и <0001>	~40^0 к <2-1-10>
Дефекты упаковки Направление полосчатого рельефа	---	<0001>	<2-1-10>

Показано существенное влияние ориентации поверхности слоев GaN на геометрию различных морфологических дефектов, образующихся на поверхности слоя в процессе хлоридно-гидридной эпитаксии на различно ориентированные подложки сапфира.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты № 07-02-13523 и 07-02-01121)

SURFACE MORPHOLOGY FEATURES OF GaN LAYERS GROWN ON DIFFERENT ORIENTATION SUBSTRATES

A.A. Donskov, L.I. Dyakonov, Yu.P. Kozlova, C.C. Malahov, A.V. Markov,
M.V. Mezennyi, V.F. Pavlov, T.G. Yugova
OJC « Giredmet», B.Tolmachevsky, 5-1, 119017, Moscow,
ph: +7(495)9530853, e-mail: icpm@girmet.ru

Different defects: terraces, pyramidal defects, growth pits and other are formed during HVP epitaxy on the GaN layer surface. Determination the crystallographic orientation the GaN layer surface defects was characterized by x-ray diffraction. Terraces are raised on surface by layer growing mechanism and are faceted by the slowly grown side. Formation terrace on the different orientation planes are shown on fig.1. The direction of spreading terraces and terrace direction are showed. The hexagonal pit ribs are gone along <01-10> direction. The pit ribs in (10-13) orientation layers are imagined line of intersection {-1010} planes with (10-13) growth plane. The growth pits are not observed on (2-1-10) plane. The striate surface morphologies are attributable to the intersection of plane stacking faults with growth surface. On the (10-13) plane the striate relief is gone along <2-1-10> direction and on the (11-20) plane along <0001> direction. Cracks are parallel to {2-1-10} and form in three sets of parallel arrays at 120^0 to one another in (0001) orientation layers. Orthogonal crack systems in <01-10> and <0001> direction are formed in (2-1-10) orientation layers. In (10-13) orientation layers cracks are gone along direction makes up ~ 40^0 with direction <2-1-10>. Substantial effect orientation GaN layer surface on geometry different morphology defects, formed on layer surface during HVP epitaxy on different orientation substrates have been shown.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В GaN

Е.Б. Якимов*
ИПТМ РАН, Институтская 6, 142432, Черноголовка,
тел. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru.

Диффузионная длина неравновесных носителей заряда является важной характеристикой, определяющей параметры опто- и фотоэлектронных полупроводниковых приборов. В пленках GaN измерения диффузионной длины в большинстве работ проводились двумя методами – из профиля контраста дислокации в режиме катодолюминесценции и в режиме наведенного тока (НТ) в так называемой планарной геометрии, т.е. из спада наведенного тока в зависимости от расстояния до края планарного барьера Шоттки. Анализ приведенных в литературе результатов показывает, что результаты, полученные этими двумя методами различаются более, чем на порядок. Если из профиля дислокаций, как правило, получают значения меньше 100 нм, то из спада наведенного тока получают значения, зачастую превышающие 1 мкм. В связи с этим и возникает вопрос об истинном значении диффузионной длины в пленках GaN и методах ее корректного определения.

В настоящей работе проведен анализ корректности измерений диффузионной длины L указанными выше методами. Проведены расчеты профиля контраста дислокаций в режиме НТ и показано, что определение диффузионной длины из наклона спада контраста в зависимости от расстояния до дислокации всегда приводит к заниженным значениям, причем в условиях реального эксперимента различие с правильным значением может достигать нескольких раз. Для контраста в режиме катодолюминесценции при большой скорости поверхностной рекомбинации профиль будет таким же, как и в режиме наведенного тока. В качестве примера на рис. 1 представлена зависимость эффективной диффузионной длины, определяемой как $L_{eff}(x0) = -\frac{C(x0)}{dC(x0)/dx0}$, где x0 –расстояние электронного пучка от дислокации, а C(x0) – контраст дислокации. Расчеты проведены для энергии пучка 20 кэВ, L = 50 нм и ширине области пространственного заряда 100 нм. Если принять во внимание, что, как показывают результаты моделирования, на расстоянии 100 нм величина контраста падает примерно в 50 раз и ее достаточно сложно измерить, видно, что такой метод всегда дает заниженное значение диффузионной длины.

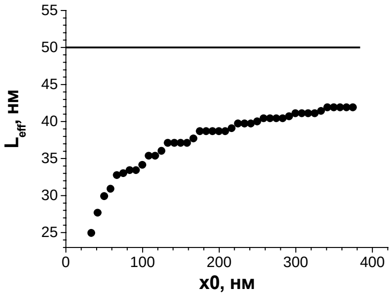


Рис. 1. Рассчитанная зависимость L_{eff} от расстояния пучка от дислокации. Линией показана диффузионная длина, используемая при расчете.

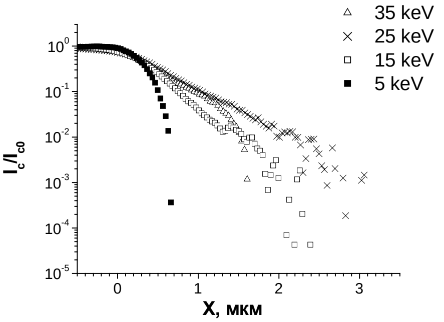


Рис.2. Спад наведенного тока в зависимости от расстояния до края барьера Шоттки в GaN, измеренный при разных энергиях пучка.

Для определения диффузионной длины из спада индуцированного тока в планарной геометрии обычно для описания спада пользуются простыми зависимостями $\exp(-x/L)/x^n$, где n = 3/2 при большой скорости поверхностной рекомбинации и n = 1/2 при малой скорости поверхностной рекомбинации. Однако, следует отметить, что приведенные соотношения получены в предположении, что выполняются соотношения x » L, x » W, x » R, L » W, где W –ширина области объемного заряда и R – глубина проникновения электронов. В пленках GaN, как и в других полупроводниках с субмикронными диффузионными длинами, эти критерии применимости метода практически никогда не выполняются. Более того, был предложен практический критерий применимости такой аппроксимации (полученные значения диффузионной длины не должны зависеть от энергии электронного зонда). Проведенные нами эксперименты показали, что этот критерий также не выполняется. Спад наведенного тока существенно зависит от энергии пучка (рис. 2). Кроме того, известно, что результаты, полученные этим методом, могут приводить к завышенным значениям диффузионной длины в случае, если вблизи поверхности существует изгиб зон вследствие зарядки поверхностных состояний.

Для определения диффузионной длины при малых ее значениях (L ≤ R**)** наиболее эффективным методом является измерение зависимости индуцированного тока от энергии пучка с пучком, направленным перпендикулярно плоскости перехода. Такая геометрия измерений удобна также для выявления и исследования латеральной неоднородности распределения L. В работе приводятся примеры определения диффузионной длины в GaN и структурах на его основе этим методом. Показано, что полученные значения хорошо коррелируют с дефектной структурой. Более того, полученные значения хорошо коррелируют со значениями, полученными из измерения ширины контраста проникающих дислокаций в режиме НТ. Такая корреляции позволяет говорить о корректности полученных значений диффузионной длины, которые для пленок GaN, как правило, не превышают 300 нм.

MEASUREMENTS OF EXCESS CARRIER DIFFUSION LENGTH IN GaN

E.B. Yakimov*
Institute of Microelectronics Technology RAS, Institute st., 6, 142432, Chernogolovka
phone. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru.

The analysis of results of diffusion length measurements in GaN is carried out. In the most cases this parameter was measured from the induced current decay with a distance from the planar Schottky barrier or from the dislocation profile in the cathodoluminescence mode. It is shown that the both techniques in GaN give incorrect values. It is shown that the method based on the measurements of collected current dependence on beam energy is the most suitable for this purpose in semiconductors with the submicron diffusion length. Examples of diffusion length measurements in GaN by this method are presented.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ НА СПЕКТР И ИНТЕНСИВНОСТЬ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

***П.С. Вергелес*[1]*, Н.М. Шмидт*[2]*, Е.Е. Якимов*[1]**, Е.Б. Якимов*[1]**
[1] ИПТМ РАН, Институтская ул. 6, 142432, Черноголовка, тел. +7(49652)44016, e-mail: yak@iptm.ru.
[2] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург.

Исследования влияния облучения в растровом электронном микроскопе (РЭМ) позволяют изучать влияние неравновесных носителей заряда на оптические свойства полупроводниковых структур, что может быть важным для выяснения механизмов деградации таких структур в процессе их работы. При этом можно облучать низкоэнергетичными электронами малую область кристалла и изучать изменения оптических свойств в этой же области, что позволяет набирать сравнительно большие дозы облучения за разумные времена.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния облучения в РЭМ на спектр и интенсивность катодолюминесценции (КЛ) в светоизлучающих структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN с излучением в голубом диапазоне. Исследовались светодиодные структуры на основе системы квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN, выращенных методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из нижнего слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием (N_d~5.10^{18} $см^{-3}$), активного слоя, содержащий КЯ (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p^+-GaN толщиной порядка 0.1-0,2 мкм, легированного Mg до концентрации порядка 10^{20} $см^{-3}$. Изучаемые структуры имели 1, 3 и 5 квантовых ям (КЯ). Некоторые из изученных структур имели и более сложную структуру, включающую, например, промежуточные слои. Исследования проводились в растровом электронном микроскопе JSM 6490, оснащенном системой для исследования катодолюминесценции MonoCL3, при комнатной температуре. Основная часть измерений проводилась при энергии первичных электронов 10 кэВ, поскольку при такой энергии влияние облучения было наиболее ярко выраженным. В большинстве случаев измерения и облучение проводились при токе пучка порядка 10^{-10}А, что позволяло исключить нагрев образца, при этом облучалась площадь порядка 10 $мкм^2$.

В результате исследований было обнаружено, что не только интенсивность , но и положение связанных с квантовыми ямами линий в спектрах КЛ изучаемых структур при облучении существенно изменялось. На Рис. 1 в качестве примера приведены спектры КЛ до облучения и после облучения в течение 15 минут (кривая 1 и 2 соответственно) для одного из исследованных образцов. Видно, что в результате облучения появляется новый пик с длиной волны, отличающейся от длины волны излучения в исходном образце. При этом интенсивность излучения нового пика сначала быстро возрастала и становилась в несколько раз выше, чем интенсивность излучения необлученной структуры, а затем начинала медленно спадать. Практически во всех исследованных структурах появлялся новый пик при длине волны 460-465 нм. На некоторых образцах в результате облучения появлялось несколько новых пиков (Рис. 2). В предположении, что сдвиг полосы КЛ определяется изменением состава InGaN, рассчитанные изменения состава достигали 4-5%.

Следует отметить, что суммарная интенсивность излучения на всех образцах при малых временах облучения возрастала в несколько раз, даже в тех структурах, в которых начальное излучение имело максимум примерно при 460 нм и практически не смещалось в результате облучения. Как показали наши исследования, для структур с разным количеством КЯ изменение спектра КЛ происходит за разное время облучения. Так изменение спектра быстрее всего происходит на светодиодах с 1 КЯ, а медленнее всего на структурах с 5 КЯ. На буферных слоях GaN интенсивность КЛ монотонно спадала при облучении.

На Рис. 2. представлены изменения интенсивности полос КЛ на одном из исследованных образцов с 5 КЯ. Видно, что интенсивности полос КЛ, соответствующих GaN и основной полосе излучения при 493 нм монотонно спадают, а новые полосы при 437 и 464 нм сначала разгораются при увеличении времени облучения, а затем их интенсивность начинает спадать. Если спад интенсивности можно было бы объяснить загрязнением поверхности под электронным пучком, то разгорание новых линий, по-видимому, свидетельствует о стимулированном облучением электронами низких энергий перераспределении In в слоях InGaN.

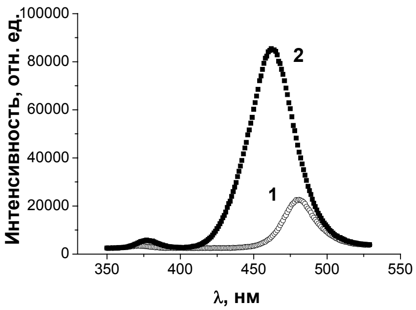


Рис.1. Спектры КЛ светоизлучающей структуры с 5 КЯ до облучения (1) и после облучения в течение 15 минут (2).

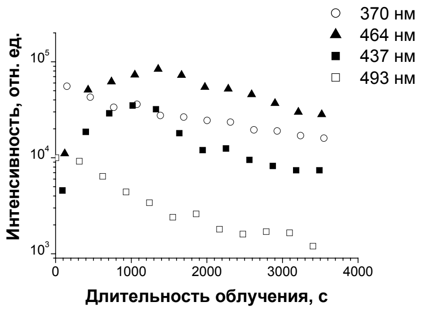


Рис. 2. Зависимость интенсивности линий спектра КЛ для одной из структур с 5 КЯ от длительности облучения. Исходный пик при 493 нм, новые пики при 437 и 464 нм.

EFFECT OF IRRADIATION IN SCANNING ELECTRON MICROSCOPE ON THE SPECTRUM AND INTENSITY OF CATHODOLUMINESCENCE OF LIGHT EMITTING STRUCTURES WITH MULTIPLE QUANTUM WELLS InGaN/GaN

***P.S. Vergeles*[1]*, N.M. Shmidt*[2]*, E.E. Yakimov*[1]**, E.B.Yakimov* [1]**
[1]Institute of Microelectronics Technology RAS, Institute st., 6, 142432, Chernogolovka
phone. +7(49652)44016, e-mail: yak@iptm.ru;

[2] A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021St. Petersburg.

The cathodoluminescence (CL) of light emitting structures with multiple quantum wells InGaN/GaN and the effect of e-beam irradiation in the scanning electron microscopy от its intensity and spectrum have been studied. It was shown that the both intensity and spectrum of CL remarkable change due to irradiation. The kinetics CL spectrum transformation has been studied. The CL changes observed are explained by the stimulated by e-beam redistribution of In in InGaN wells.

TIME – RESOLVED HIGH FIELD PHOTOCONDUCTIVITY OF AlGaN/GaN HETEROSTRUCTURES

B. A. Danilchenko*, N.A.Tripachko, L.I.Shpinar, O.O.Voitsekhivska, E.A. Drok
Institute of Physics, NASU, Pr. Nauki 46, 03028 Kiev, Ukraine
e-mail: danil@iop.kiev.ua

We report results a large response in the conductivity of $Al_{0.33}Ga_{0.67}N$ /GaN heterostructures to 10 ns pulses duration of UV laser that was investigated experimentally. It was shown the dynamics of the conductivity response follows the time evolution of the laser pulse. Under this reason, it was concluded that photoconductivity response time is less than 1ns. This fast photoconductivity component shows a remarkable enhancement in high electric fields, applied along conducting layer of heterostructure. For the field ≈15 kV/cm, it increases by at least one order of magnitude at temperatures of 4.2 and 300 K. Such phenomenon of photoconductivity enhancement is found to be related to the hot electron effect. Observed photoconductivity enhancement is discussed. Effect associates with recombination lifetime increasing due to influence of high frequency nonequilibrium acoustical phonons generating by hot carriers in conducting layer of heterostructure [1]. Obtained results could serve to the further progress in fabricating sensitive and high–speed UV sensors.

The nitrides binary semiconductor compounds have became an important material for fabrication of numerous optoelectronic devises. GaN based structures is the most promising for photo detection in the ultraviolet (UV) region of the spectrum. Due to direct wide bandgap $Al_xGa_{1-x}N$ system is the most promising for fabrication of solar-blind UV detectors with a cut-off wavelength tunable from 366nm to 200nm. Here we show the natural way of AlGaN/GaN heterostructure sensitivity increasing on UV illumination by means a large bias electric field applied along conducting layer of heterostructure.

For measurements, the lateral two-terminal configuration of the devices was used with intercontact distances 10 and 15 mkm. The phoconductivity was induced by N_2-laser with the energy quanta of 3.7 eV, which exceeds the value of the bandgap in wurtzite modification of GaN, while $Al_{0.33}Ga_{0.67}N$ upper layer was transparent. For high field measurements, up to 20 kV/cm, 100 ns electric pulses were used. The photoconductivity kinetics was investigated with the time resolution of 0.1 ns. We have observed two components in the photoresponse that is shown on Fig.1. The first one was a fast component of the photoconductivity that coincides with the laser energy time evolution. The second one was in the form of a long tail in the conductivity reducing during a few milliseconds. The fast and slow components show remarkable behavior on electric field strength. The normalized photoconductivity increased by the factors 10 at 4.2 K and factor 5 at 300 K in comparison with its low field value, as one can see from Fig. 2. The normalized conductivity change $\delta\sigma / \sigma$ against the hot carrier temperature exhibits remarkable Arrhenius law behavior with characteristic energy 94meV, Fig.3. The obtained value of the activation energy practically coincides with the energy of the LO-phonons in GaN 92 meV. We have demonstrate that nunequilibrium phonons emitted by hot electrons located in conducting layer play a key role in the observed phenomenon of photoresponse enhancement.

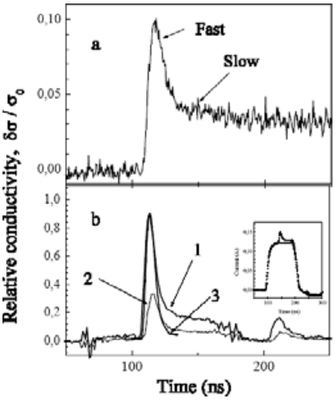
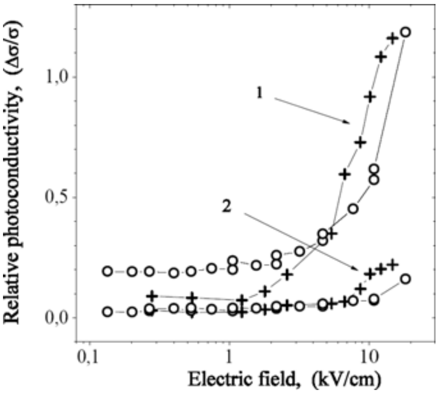


Fig.1. Photoconductivity related to initial conductivity in dark in dependence on time after laser excitation:

(a) DC bias measurements at E=1.26 kV/cm and 300K

(b) pulse regime measurements for two bias voltages:1 – 4.7 and 2 – 2.2 kV/cm at 4.2K. Insert show the laser induced current change and current response on bias voltage pulse 100 ns duration.

For a comparison the excitation laser beam is shown, curve 3.



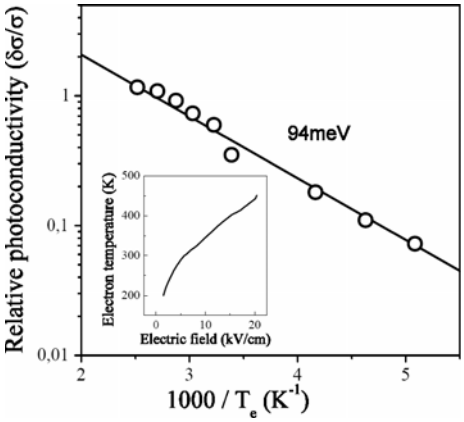


Fig.2. Relative photoconductivity dependence on electric field for the fast (1) and slow (2) components. Open cycles – 300 K, crosses – 4.2K.

Fig.3.Fast component of photoconductivity, related to conductivity in dark at the same bias electric field, in dependence on inverse electron temperature. Solid line is exponential law $\delta\sigma/\sigma \propto \exp(-\varepsilon/kT_e)$ with activation energy of 94 meV.

[1] B. A. Danilchenko et al. Appl.Phys.Lett. **90**, 152102, (2007)

ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/GaN В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

B. A. Danilchenko*[*], N.A.Tripachko, L.I.Shpinar, O.O.Voitsekhivska, E.A. Drok
Institute of Physics, NASU, Pr. Nauki 46, 03028 Kiev, Ukraine
e-mail: danil@iop.kiev.ua

В работе представлены результаты экспериментальных исследований фотопроводимости в наносекундном интервале времен $Al_{0.33}Ga_{0.67}N$ /GaN гетероструктур при облучении импульсами лазерного излучения, длительностью 10 нс с энергией кванта 3.7 эВ. Наблюдались две компоненты сигнала изменения проводимости во времени. Быстрая компонента, совпадающая с распределением во времени интенсивности лазерного излучения. Медленная компонента, длительностью порядка 10^{-3} сек. Показано, что сигнал быстрой компоненты возрастает более чем в десять раз в электрических полях до 20 КВ/см при температурах 4.2 и 300К. Наблюдаемый эффект полевого усиления фотопроводимости в работе связывается с влиянием неравновесных акустических фононов терагерагерцевого диапазона, излучаемых горячими носителями в проводящем канале гетероструктуры [1]. Полученные результаты важны для последующего прогресса в изготовлении быстродействующих и чувствительных приемников ультрафиолетового диапазона.

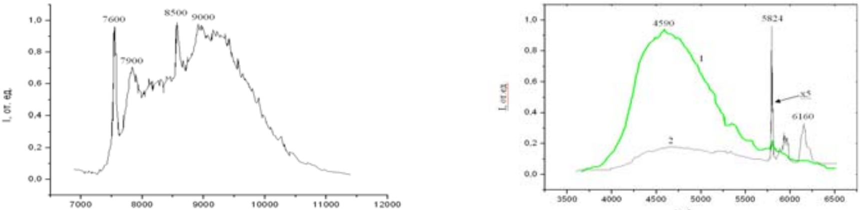
ЛЮМИНОФОР НА ОСНОВЕ КУБИЧЕСКОГО НИТРИДА БОРА, ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСЯМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ

О.Р. Абдуллаев[1]***, Е.М. Шишонок***[2]***, А.С. Якунин***[1]***, Д.М. Жигунов***[3]***, П.В. Иванников***[3]***, И.Д. Ляпин***[3]***,***
И.Н. Один[3]***, М.В. Чукичев***[3]****, А.Э. Юнович***[3]
[1] ОАО "Оптрон", Щербаковская ул., д. 53, 105187 Москва,
тел. +7(495)366-16-65, e-mail: abd@optron.ru;
[2] Институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук Белоруссии, ул. П.Бровки, 19, 220072 Минск, Белоруссия
[3] Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр. 2, 119991 Москва
*e-mail: chukichevm@yandex.ru

Синтезированы нанопорошки и поликристаллы кубического нитрида бора (cBN), легированного примесями редкоземельных элементов (РЗЭ). Поликристаллы cBN с размерами зерен от 100 нм до 2÷3 мкм синтезировались при давлениях 4÷6 ГПа в интервале температур 1800÷1900 К из порошка гексагонального нитрида бора в присутствии катализаторов, обеспечивающих в ростовой системе избыток азота [1]. Активирование cBN редкоземельными элементами достигалось введением в ростовую шихту соединения РЗЭ в количестве 0.5 – 10 вес. %. Таким образом были получены образцы cBN, легированные элементами Eu, Sm, Tb, Tm и Ce. Были исследованы спектры катодолюминесценции (КЛ) при температурах 77 и 300 К и локальная КЛ образцов cBN в растровом электронном микроскопе (РЭМ). При температуре 77 К обнаружена тонкая структура в спектрах КЛ, обусловленная излучательными внутрицентровыми переходами в ионах РЗЭ. Измерение спектров возбуждения фотолюминесценции легированных образцов cBN позволило определить оптимальную длину волны для активации примесей РЗЭ светом. Впервые получены спектры электролюминесценции экспериментальных УФ светодиодов на основе кристаллов с гетероструктурами InGaN/AlGaN/GaN, которые были покрыты люминофорами из cBN с примесями редкоземельных элементов.

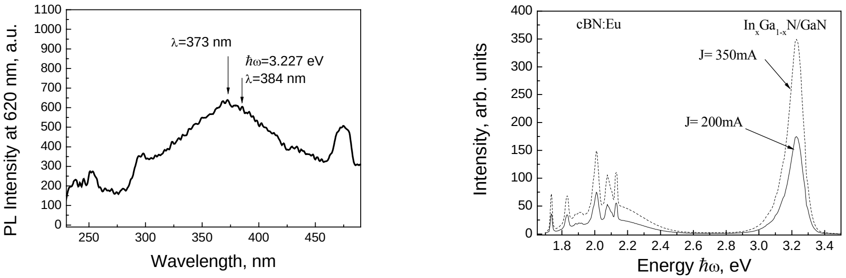
Спектры КЛ всех исследованных образцов состоят из трех полос, находящихся в ИК, видимой и УФ областях спектра. Спектры КЛ нелегированных образцов при 300 К в УФ области спектра (290÷390 нм) состояли из нескольких линий (4.064, 3.860, 3.719, 3.521 эВ), которые можно объяснить люминесценцией вкраплений гексагональной фазы BN, содержание которой по рентгенограммам не более 0.5 % (рис. 1а). Широкие бесструктурные полосы КЛ при 300 К в видимой (485 нм) и ближней ИК-области (900 нм) обусловлены, по-видимому, собственными дефектами cBN. В спектрах КЛ легированного cBN на фоне бесструктурных полос появлялись узкие линии в видимой и ИК-областях спектра (например, для Eu в области длин волн 560-610 нм), обусловленные излучательными переходами в РЗЭ, наиболее ярко выраженными при температуре 77 К и временной задержке относительно импульса электронного возбуждения 5 мкс (рис. 1b).

Исследования образцов cBN в РЭМ были проведены в режимах цветной КЛ (ЦКЛ), вторичных электронов (ВЭ) и ЦКЛ+ВЭ. ЦКЛ изображения образцов BN:Eu с концентрациями Eu 7%, 2% и 1% обнаружили эффективную КЛ в красной области спектра, возрастающую с увеличением степени легирования. Изучена неоднородность интенсивности КЛ по площади, обнаружены отдельные кристаллики и конгломераты, люминесцирующие в синей области спектра. На ЦКЛ изображениях образцов, легированных Ce, Tm и Eu в концентрациях 3% и 5%, различимы кристаллы и конгломераты с различным спектральным составом КЛ в красной, зеленой и синей областях, наблюдались частицы с цветом, близким к белому.



(a) (b)

Рис.1. (a) Спектры КЛ нелегированного образца cBN в ИК-области спектра, T = 300 K; (b) спектры КЛ образца cBN:Eu (2%) в видимой области (1 – без задержки, 2 – с задержкой 5 мкс), T=77 K.



(a)

(b)

Рис.2. (a) Спектр возбуждения фотолюминесценции образца cBN:Eu (7 %), стрелками отмечены положения максимума возбуждения и максимума спектра светодиода на основе InGaN/AlGaN/GaN; (b) спектры электролюминесценции светодиода на основе InGaN/AlGaN/GaN с люминофором cBN:Eu, измеренные при различных значениях тока через светодиод.

Продемонстрирована возможность создания светодиодов на основе кристаллов с гетероструктурами InGaN/AlGaN/GaN, которые покрыты люминофорами из cBN с примесями редкоземельных элементов. В исследованном светодиоде УФ излучение кристалла преобразуется в видимое (красное) излучение примеси европия в cBN:Eu. Выбор длины УФ светодиода для возбуждения cBN:Eu был обусловлен требованием близости ее к максимуму в спектрах возбуждения фотолюминесценции (рис. 2a). Обнаружено, что преобразование длины волны излучения происходит с такой эффективностью, что интенсивности красной и УФ полосы – одного порядка величины (рис. 2b). Можно предсказать, что подбор концентрации примеси Eu в cBN, исследования примесей в cBN и разработка технологии нанесения люминофоров позволят осуществить это преобразование с большей эффективностью.

[1] E. M. Shishonok, A. R. Philipp, N. A. Shishonok, and N. G. Anichenko, Luminescence in cubic boron nitride doped by rare-earth impurity, Phys. Stat. Sol. (b) **242** (8), pp. 1700–1704 (2005).

PHOSPHORS BASED ON CUBIC BORON NITRIDE DOPED WITH RARE EARTH IONS

O.R. Abdullaev[1]*, E.M. Shishonok[2], A.S. Yakunin[1], D.M.Zhigunov[3], P.V.Ivannikov[3], I.N. Odin[3], M.V. Chukichev[3]*, A.E. Yunovich[3]
[1] PLC "Optron", Scherbakovskaya Str., 53, 105187 Moscow, Russia
tel. +7(495)366-16-65, e-mail: abd@optron.ru;
[2] The Joint Institute of Solid State and Semiconductors Physics of NASB, P. Brovki Str., 19, 220072 Minsk, Belarus
[3] M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, 1, 119991 Moscow
*e-mail: chukichevm@yandex.ru

Nanopowders and polycrystalls (with the grains size from 100 nm to 2÷3 μ) of cubic boron nitride (cBN) doped with rare earth (RE) ions were synthesized under the pressure of about 4÷6 GPa in the temperature region of 1800÷1900 K from the powder of hexagonal boron nitride over a catalyst [1]. Activation of cBN with RE ions (Eu, Sm, Tb, Tm and Ce) was performed during the growth by adding of the 0.5 – 10 weight percent of respective compounds into the charge. For all samples cathode luminescence spectra were measured at the temperatures of 77 and 300 K, as well as local cathode luminescence images in scanning electron microscope were received. For the cathode luminescence spectra of RE doped samples measured at 77 K the fine structure was obtained caused by the radiative intracenter transitions of RE ions. Photoluminescence excitation spectra measurements revealed the optimal wavelength for RE ions activation by the light. Finally, electroluminescence spectra were obtained for the novel experimental UV light diodes based on the InGaN/AlGaN/GaN heterostructures and covered by the phosphors of cBN doped with Eu^{3+} ions.

ФОТОЭМИССИОННАЯ СПЕКТОСКОПИЯ *n*-AlGaN И УЛЬТРАТОНКИХ ИНТЕРФЕЙСОВ Ba/*n*-AlGaN ПРИ СИНХРОТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Г.В. Бенеманская*, ***М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев, В.Н. Жмерик***
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С-Петербург,
тел. +7(812)2927317, e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

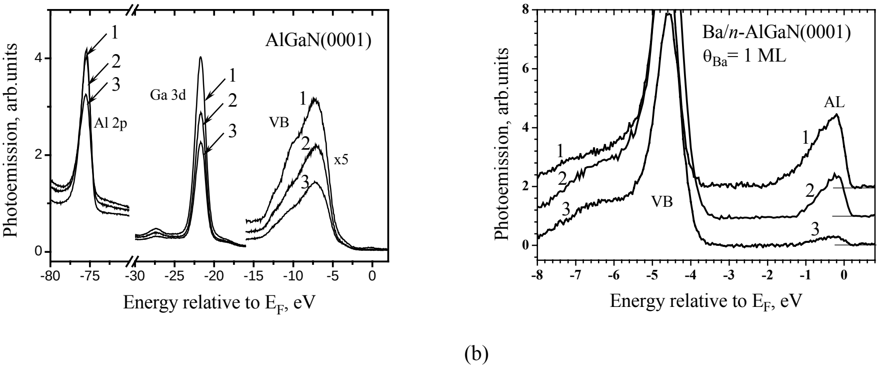
Впервые проведены фотоэмиссионные исследования *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума *P* ~ 5×10^{-10} Торр образца *n*-AlGaN(0001), а также модификации спектра при формировании ультратонких интерфейсов Ba/*n*–AlGaN(0001). Исследования выполнены на синхротроне BESSY II (Germany) с использованием метода фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения при возбуждении фотоэмиссии в диапазоне энергий квантов возбуждающего света от 40 до 400 эВ. Полное энергетическое разрешение анализатора и монохроматора составляло 50 мэВ.

Обнаружено резкое изменение спектра валентной зоны и формирование аккумуляционного слоя - 2D электронного канала при субмонослойной адсорбции атомов Ba на поверхности AlGaN. Обнаружены эффекты размерного квантования и найдена фотоэмиссия электронов зоны проводимости из аккумуляционного слоя (AL) при возбуждении светом в области прозрачности. Установлено, что глубиной потенциальной ямы AL можно целенаправленно управлять.

Образец представлял собой эпитаксиальный слой *n*-$Al_{0.16}Ga_{0.84}N$(0001) толщиной 980 нм, полученный методом PA MBE на сапфировой подложке. Температура роста (T=700 °C). Данные АСМ свидетельствуют об атомарно-гладкой поверхности образца. Данные рентгеновского дифракционного анализа указывают на высокоупорядоченную структуру в слое AlGaN. Ширина запрещенной зоны *n*-$Al_{0.16}Ga_{0.84}N$(0001) соответствует 3.73 эВ, концентрация примесей ~ 5×10^{17} см$^{-3}$.

На рис.1a приведены исходные фотоэмиссионные спектры остовных уровней Al 2p-, Ga 3d- для чистой поверхности AlGaN, а также спектры валентной зоны при различных энергиях возбуждения *hν*=100÷120 эВ. Анализ спектров показывает высокое качество образца и отсутствие посторонних примесей. Спектры также показывают, что в запрещенной зоне отсутствуют какие-либо заполненные электронные состояния. Кроме того, было найдено определенное различие в спектрах валентной зоны для AlGaN и имеющихся в литературе данных для GaN.

Рисунок 1b иллюстрирует принципиальное изменение спектра валентной зоны при формировании ультратонкого интерфейса Ba/*n*–AlGaN(0001). Наиболее яркий эффект состоит в возникновении дополнительного пика AL в запрещенной зоне ниже уровня Ферми E_F. Природа данного пика связана с образованием 2D электронного канала - аккумуляционного слоя в узкой (~ 20 нм) приповерхностной области образца.



(a) (b)

Рис.1. Фотоэлектронные спектры a) для чистой поверхности *n*-AlGaN(0001) при различных энергиях возбуждения 1-120, 2-110, 3-100 эВ b) при монослойном Ba покрытии при различных энергиях возбуждения 1-110, 2-90, 3-80 эВ.

Аккумуляционный слой является новым нанообъектом, который может возникать на поверхности полупроводника *n*-типа, когда изгиб зон достаточно велик, так что край зоны проводимости на поверхности оказывается ниже уровня Ферми E_F. При этом образуется узкая (наноразмерная) потенциальная яма. В этом случае в потенциале AL происходит ограничение движения электронов по нормали z к поверхности и наблюдается эффект размерного квантования. Вдоль поверхности (xy) движение электронов не ограничено, и соответствующие компоненты энергии не квантуются. Такие электронные состояния являются двумерным электронным газом. В настоящее время интерес к поиску AL резко возрастает, что связано с обнаружением AL на поверхности ряда узкозонных In-содержащих полупроводников (InAs, InSb, InN). Исследования AL вызваны как фундаментальными задачами, так и очевидной актуальностью для технического применения в наноэлектронике. Для широкозонных полупроводников AL впервые был создан нами на поверхности *n*-GaN и *n*-InGaN [1-3].

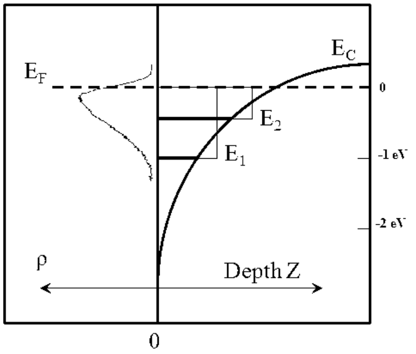


Рис. 2. Схема приповерхностного потенциала при формировании аккумуляционного нанослоя. Уровни E_i размерного квантования по нормали Z к поверхности - справа; экспериментальный спектр фотоэмиссии из AL для интерфейса Ba/*n*–AlGaN(0001) – слева.

На рис. 2 представлена схема аккумуляционного слоя и уровни размерного квантования в направлении нормали Z к поверхности. Данная схема соответствует экспериментальному фотоэмиссионному спектру из AL для интерфейса Ba/*n*–AlGaN. Таким образом, в данной работе методом фотоэмиссионной спектроскопии при синхротронном возбуждении впервые обнаружено образование аккумуляционного слоя на поверхности AlGaN при субмонослойной адсорбции Ba.

Работа поддержана Программой П-03 Президиума РАН, грант 2.10а и Фондом содействия отечественной науке.

[1] G.V. Benemanskaya, G.E. Frank-Kamenetskaya, V.S. Vikhnin, N.M. Shmidt. APL 85 (2004) c. 1365.
[2] G.V. Benemanskaya, S.V. Ivanov, M.N. Lapushkin. Sol.St.Comm. 143 (2007) c. 476.
[3] G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev. Surf.Sci. 603 (2009) c. 2474.

SYNCHROTRON PHOTOEMISSION SPECTROSCOPY STUDIES OF *n*-AlGaN AND ULTRATHIN Ba/*n*-AlGaN INTERFACES

G.V. Benemanskaya*, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev, V.N. Zhmerik
Ioffe Physico-Technical Institute of RAS. Politechnicheskaya str. 26, 194021, St.Petersburg,
tel. +7(812)2927317, e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

The formation of a two-dimensional 2D electron channel – accumulation layer has been found at the *n*-Al$_{0.16}$Ga$_{0.84}$N(0001) surface due to Ba submonolayer adsorption. Experimental studies of accumulation layer were first carried out via synchrotron photoemission spectroscopy (BESSY II Germany). Photoemission studies were performed *in situ* in a vacuum of 5×10^{-10} Torr. The data obtained convincingly produce direct evidence that the controlled variety of parameters of the accumulation nanolayer can be provided by Ba adsorption.

ПОСТРОСТОВАЯ ОБРАБОТКА ПЛЕНОК GaN В ОБЛАСТЯХ КОНТАКТНОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ

А.В.Беспалов*, ***О.Л.Голикова***
ГОУ ВПО "Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет)". 119454 г. Москва, проспект Вернадского, дом 78,
Тел. +7(917)5281032, e-mail: bespaloval@mtu-net.ru

Известно, что из-за рассогласования кристаллографических параметров решеток подложек (сапфир, карбид кремния или кремний) и получаемых пленочных гетероструктур GaN последние содержат дефекты в виде границ кристаллитов правильной и искаженной гексагональной формы, приводящих к образованию пустот в области сопряжения отдельных кристаллитов. Образование дефектов типа "проколов" наблюдается также в областях прорастания дислокаций, особенно при их скоплении. Обычно плотность ростовых дислокаций превышает $10^6 \div 10^8$ см$^{-2}$. Пустоты или проколы, чаще всего искаженной гексагональной формы, характеризуются площадями поперечного сечения в нескольких сотен квадратных нанометров и имеют большой разброс размеров по глубине от значений, соответствующих локализации только в p-слое, до значений, соответствующих прорастанию вплоть до области границы пленка-подложка и далее в подложку (рис. 1).

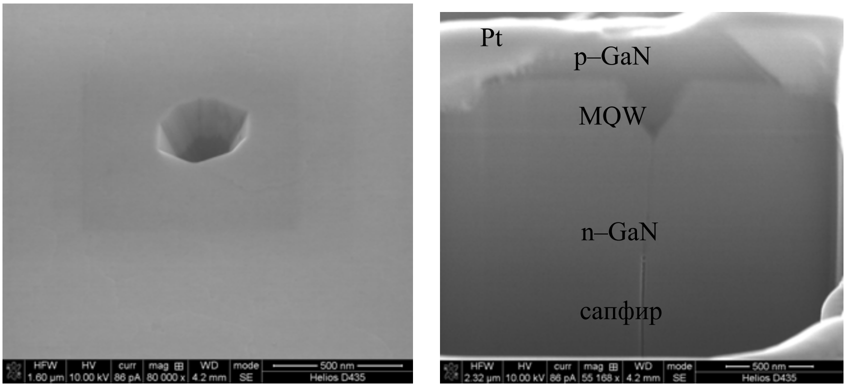


Рис. 1 (а,б) Изображение поверхности пленки GaN с характерным дефектом роста (а), и изображение поперечного сечения данного дефекта, прорастающего из подложки сапфира (б).

С точки зрения формирования контактной металлизации участки поверхности, включающие места выхода дислокаций на поверхность и их окрестности, являются паразитными низкоомными каналами, шунтирующими активные области протекания тока по глубине многослойной структуры. Это приводит к большим значениям токов утечек и вызывает нестабильность в работе приборов, повышенный выход бракованных изделий, ограничение на срок службы приборных структур.

Для решения указанной проблемы было предложено заполнять пустоты, достигающие микронных размеров по толщине (их концентрация незначительна), слоем оксида алюминия. Эффективным для этих целей оказалось применение процесса ионно-лучевого осаждения и последующего удаления с кратностью, не превышающей 3-х, слоя AlOx толщиной от 1/2 до 2/3 от паспортной толщины эпитаксиальной структуры. Методами атомно-силовой, растровой и просвечивающей электронной микроскопий подтверждено, что при нанесении и последующем удалении дополнительного слоя оксида алюминия происходит преимущественное заполнение областей пустот и проколов диэлектрическим материалом, близким по свойствам к соединениям нитридов третьей группы элементов, без его постороннего присутствия на плоских (бездефектных) участках поверхности. Таким образом осуществляется избирательное "залечивание" наиболее активных в электрическом плане низкоомных шунтирующих каналов утечек тока без нарушения вакуумного цикла формирования контактной структуры и без ухудшения ее исходных свойств.

В качестве обрабатываемых образцов использовались p-слои GaN гетероструктур, выращенных методами MOCVD на реакторах фирмы AIXTRON. Применение для анализа SEM в комбинации с фрезеровкой поверхности сфокусированным ионным лучом (FIBE) позволило по профилям полученных поперечных сечений, изготовленным на разных стадиях предложенного метода, установить, что впадины рельефа поверхности заполняются по сравнению с плоскими участками быстрее чем в 2 раза. Распыление "залеченной" поверхности пучком ионов кислорода с энергией менее 400еВ характеризуется удалением оксидного слоя с плоских участков поверхности быстрее в 1,2 раза, чем из областей заполнения пустот. Обнаженные участки поверхности GaN при этом подвергаются бездефектной обработке низкоэнергетическими ионами кислорода [1] с незначительной скоростью ионного распыления (менее 0.06 мкм/ч при скорости распыления оксида алюминия более 0.2мкм/ч). Возможности технологической операции нанесения и ионного травления плёнок оксида алюминия на GaN для залечивания дефектов роста и одновременной планаризация поверхности демонстрируются на рис. 2.

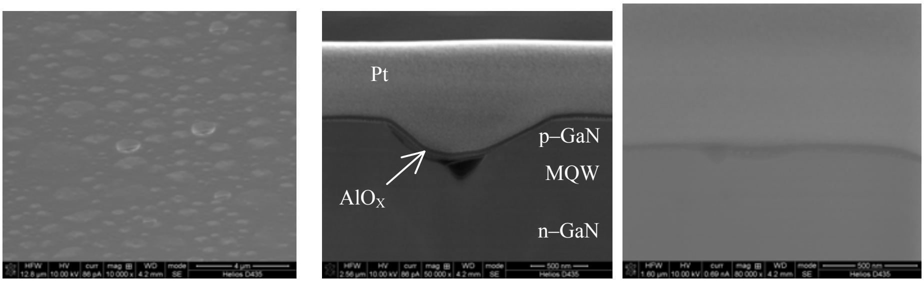


Рис. 2 (а,б,в) Панорамное изображение поверхности пленки GaN (а), изображение поперечного сечения пленки в области крупного дефекта (б) и в бездефектной области после однократного выполнения операции нанесения и ионного травления плёнок оксида алюминия.

На рис.2(б) видно, что исходный V-образный дефект (см.рис1,б) в результате предложенной комбинированной обработки приобрел сглаженные края, а дно дефекта в области локального прокола до подложки экранировалось наноразмерным слоем оксида алюминия. На рис.2,в показано поперечное сечение в области характерного плоского участка поверхности пленки GaN. Согласно рисунку этот участок не претерпел изменений в сторону ухудшения гладкости рельефа поверхности после обработок, а исходные острые кромки приобрели округлые формы.

В докладе также приведены результаты анализа спектров фотолюминесценции до и после обработок образцов, а также проанализированы вольт-амперные характеристики изготовленных контактных структур. Таким образом, комбинированный подход, сочетающий 2-х-3-х кратное осаждение толстого слоя оксида алюминия и его удаление распылением ионами кислорода, позволяет изолировать области слоев p- и n-типа посредством преимущественного заполнения мест прорастания дислокаций диэлектриком. Последующее 3-х кратное нанесение и 2-х кратное удаление наноразмерного слоя оксида локально в область дефектов p-слоя, позволяет эффективно заращивать как глубокие, так и мелкие дефекты, одновременно подготавливая поверхность слоя p-типа к нанесению прозрачных омических контактов [1].

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

[2] А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Е.В. Луценко и др. Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы. Тезисы докл. 6-й Всеросс. конф. С.-Петербург 2008. с. 121.

POST GROWTH PROCESSING OF GaN FILMS IN CONTACT METALLIZATION AREAS

A.V. Bespalov, O.L. Golikova
Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics and Automation (Technical University)

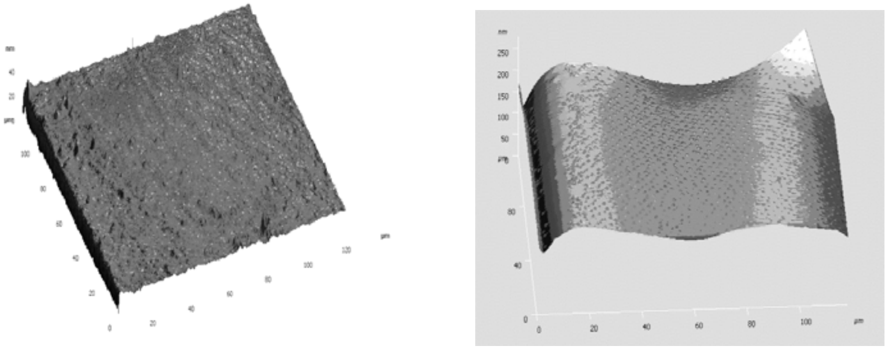
It is shown that a composite approach which combines 2/3-fold precipitation of a thick layer of aluminum oxide and its removal by scattering of oxygen ions can isolate layers of p-and n-type by primary filling the areas of dislocations germination with dielectric.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЧ РЕАКТОРА ДЛЯ АКТИВИРОВАНИЯ АЗОТА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУР Al_2O_3 /AlN

Сафаралиев Г.К. [1]***, Билалов Б.А.*** [1]****, Гитикчиев М.А.*** [2]
[1]Дагестанский государственный технический университет,
ул. И.Шамиля 70, 367025, г. Махачкала, Россия, РД
E-mail: bil-bilal@yandex.ru
[2]Дагестанский государственный университет, ул. М.Гаджиева $43^а$, 367015Россия, РД, г. Махачкала,

При создании приборов работающих в экстремальных условиях [1] структурам на основе AlN уделяется большое внимание. Нами рассматривалась возможность получения низкотемпературным ионно-плазменным методом наноразмерных слоёв нитрида алюминия (AlN) на подложках из сапфира (Al2O3) с применением ВЧ реактора для активирования молекулярного азота. Исследования проводились на установке вакуумного напыления УМН-30, дополненной подогревателем подложек до 1500^0К, ВЧ реактором активирования молекулярного азота.. Формирование нанослоев AlN на подложках из Al_2O_3 начинали с проведения модификации [2] приповерхностного слоя сапфира путем формирования на подложке буферного слоя AlN имплантацией азота в монокристаллическую подложку сапфира (ориентации 0001) с последующим высокотемпературным отжигом при $1400\text{-}1600^0$К в атмосфере азота. Азотирование сапфировой подложки проводилось источником ионов ИИ-14. Энергия имплантирующих ионов азота составляла 85-90 кэв, доза 6500-7000 мкКл/см. . Напряжение и ток разряда в источнике составляли 3 кВ и 150 мА соответственно, $t^o = 1300^o$ С.

Изучение морфологии (Рис.1) полученной поверхности проводили методом сканирующей зондовой микроскопии. Элементный состав определяли на рентгеновском фотоэлектронном спектрометре PHI 5500 ESCA фирмы Physical Electronics. Послойный анализ профиля концентраций показывает, что максимум концентрации азота наблюдается на поверхности, при удалении области анализа от поверхности в объем, концентрация азота снижается.



а)
б)

Рис. 1. СЗМ-изображение поверхности сапфировой подложки : а) до обработки , б) после ионной обработки (азотирования) поверхности образца ионами азота в течение 15 минут.

Анализ аппроксимированных спектров высокого разрешения на поверхности, где N/Al = 0,35 и в объеме показывают, что распределение атомов азота в материале подложки убывает, по мере травления. Положение пиков Al на поверхности соответствует химическому состоянию алюминия в AlN [3-6].

Формирование наноразмерных слоев нитрида алюминия на азотированных сапфировых подложках проводилось магнетронным (на постоянном токе) распылением высокочистого алюминия в ВЧ активированной азотной плазме ВЧ реактора атомарного азота при температурах подложки 1000- 1500^0С. Конструкционно ВЧ реактор представляет собой нагрузку конденсаторного типа ВЧ генератора(13.56 МГц). Пластины конденсатора изготовлены из высокочистого алюминия, который тоже распыляется в ВЧ разряде и восполняет Al компоненту. Пластины размещены в кварцевом стакане. При подаче в реактор рабочего газа (азот N_2) под действием ВЧ напряжения в реакторе возникает ВЧ газовый разряд в котором молекулярный азот активирован и может реагировать с алюминием.

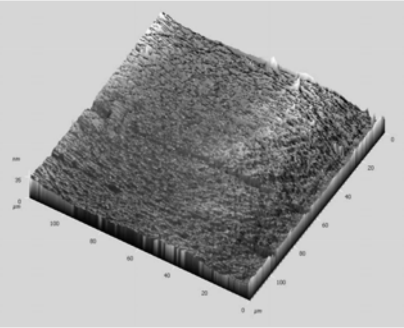


Рис. 2. СЗМ изображение поверхности пленки AlN исследованной полуконтактным методом. Среднеарифметическая шероховатость 8,2 нм

Магнетронное распыление алюминиевой мишени производилось при давлении в рабочей камере $3\div7\cdot10^{-2}$Па. Плотность тока разряда $5\div7\cdot10^{-4}$А/м^2. Рабочим газом служила аргоно-азотная смесь. Мощность ВЧ разряда составляла 300÷400 вт.

В результате проведенных экспериментов на подложках сапфира сформирована структура с ориентационным соотношением (0001) Al_2O_3/ (0001) AlN.

Структурный и химический анализ полученной пленки AlN на сапфире (Al_2O_3) проводился на установке Quanta 200. Качественный химический анализ подтвердил наличие пленки AlN на подложке Al_2O_3.

Морфология поверхности полученной пленки AlN исследована методами сканирующей зондовой микроскопии. Топография поверхности пленки AlN показана на Рис.2.

[1] Н.С. Заяц, В.Г. Бойко, П.А. Генцарь, О.С. Литвин, В.П. Папуша, Н.В. Сопинский. ФТП 42 (2), (2008)
[2] Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев, М.А. Гитикчиев, А.А. Гаджиев. *Межвуз. Сборник научных трудов «Твердотельная электроника и микроэлектроника»* (Воронеж , Россия, 2008), вып. 7, с. 10.
[3] J.A.Taylor, J.W Rabalais, J. Chem. Phys. 75, 1735 (1981)
[4] A.K. Dua, V.C.George, R.P. Agarwala Thin Solid Films 165, 163 (1988)
[5] J.C. Klein, D.M. Hercules, J. Catal. 82, 424 (1983)
[6] V. DiCastro, G. Polzonetti, G. Contini, C. Cozza, B. Paponetti. Surf. Interface Anal. 16, 571 (1990)

APPLICATION OF HF REACTOR TO NITRIDE ACTIVATION FOR OBTAINING Al_2O_3 /AlN STRUCTURES

[1]***Safaraliev G.K.***, [1]***Bilalov B.A.*****, [2]***Gitikchiev M.A..***
[1]Dagestan State Technical University, I.Shamilya street 70, 367025, Makhachkala, the Republic of Dagestan, Russia E-mail: bil-bilal@yandex.ru
[2]Dagestan state university, Gadjieva street 43a, 367015, the Republic of Dagestan, Russia Makhachkala

This study describes the way of obtaining of AlN nanofilms on Al_2O_3 substrate by ion-plasma method: by magnetron sputtering of Al in plasma of HF activated nitride and the data of experiment are presented.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ (СИД) И ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ НА ИХ ОСНОВЕ

Д.С. Бобученко[1*]***,В.И. Цвирко***[2]***, Ю.В. Трофимов***[2]***, В.В. Красовский***[1]***, И.А. Хорунжий***[1]***,***
Д.С. Доманевский[1]***, Р.Д. Каканаков***[3]
[1]Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013, Минск, Республика Беларусь, e-mail: kaf_etf@mail.ru;
[2]Республиканское научно-производственное унитарное предприятие “Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий Национальной академии наук Беларуси”, Логойский тракт, 22, 220090 Минск, Республика Беларусь
[3]Институт прикладной физики, бульв. Санкт-Петербург, 4000, Пловдив, Болгария

Аналитические методы исследования, безусловно, базируются на глубоком осознании роли реальных технологических воздействий, испытываемых исследуемым образцом на различных стадиях его изготовления и эксплуатации. В качестве основного информационного источника о предыстории и параметрах образца мы исходили из результатов анализа спектральных распределений электролюминесценции (ЭЛ), измерявшейся в абсолютных единицах силы ЭЛ излучения I (в Вт/(ср эВ)) в зависимости от энергии фотонов ($h\upsilon$, эВ). Использовались специализированный измерительный комплекс фирмы Instrument System GmBH (Германия) и технология измерений фотоэлектрических параметров СИД, разработанная специалистами Федерального физико-технологического бюро (PTB) Германии [1]. Обеспечивалось оптическое разрешение не хуже 0,25 мэВ и температурная стабилизация 0,1 К. Изучались спектры ЭЛ СИД с одиночной квантовой ямой (КЯ) типа NSPG500S фирмы Nichia. Цель работы: выяснение возможностей новой аппаратуры и методики, изучение типов оптических переходов.

На рис.1 приведены зависимости $\lg I = f(h\upsilon)$, $(I/I_m)^2 = f(h\upsilon)$, $(I/I_m)^{0.5} = f(h\upsilon)$, снятые при температуре 295,3±0,1 К при различных токах прямого смещения. Приведены данные эксперимента (—) и теоретического расчета (○), проведенного по методикам [2,3] с учетом обнаруженного подобия в форме спектров наноразмерных нелегированных активных слоев InGaN и непосредственно примыкающих к ним барьерных слоев из сильнолегированных объемных полупроводников: GaN(Si) и AlGaN(Mg). Основные закономерности: а) вблизи максимума спектров (m) теория (плотность

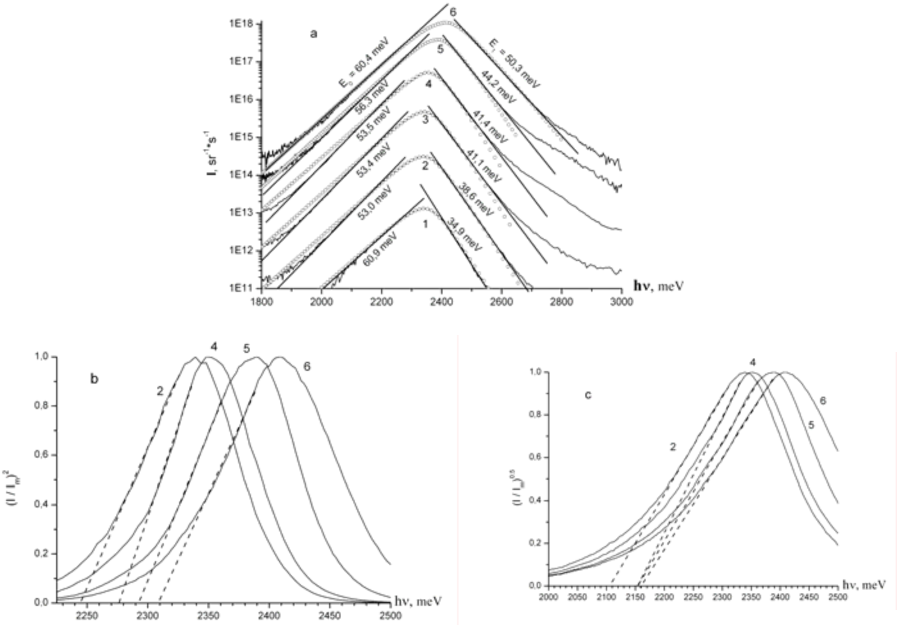


Fig. 1. Experimental (—) and theoretical (○) dependences of spectral radiant intensity on photon energy at LEDs direct currents: 1 – 1 μA, 2 – 10 μA, 3 - 100 μA, 4 – 1mA, 5 – 10 mA, 6 – 50 mA (a); square for normalized intensity (b); square root of normalized intensity (c).

состояний x функция Ферми-Дирака) совпадает с экспериментом в пределах 1÷1,5 порядков от I_m; остальную протяженность спектров занимают «урбаховские» состояния с указанными характеристическими энергиями E_0 и E_1. Наблюдаемый рост E_1, по-видимому, вызван локальными перегревами структуры СИД.

Графический анализ линейных участков [4,5], характерных для прямых: $I \sim (h\nu - E_0)^{0.5}$ и непрямых $I \sim (h\nu - E_0 \pm E_p)^2$ позволяет определить энергии локализации дырок E_0 и фононов E_p, участвующих в переходах, а также установить энергетический спектр состояний активного слоя.

Анализ формы спектров проводился в рамках модели, включающей переходы электронов из вырождающейся параболической зоны проводимости с дырками, локализующимися на состояниях хвоста плотности флуктуационных состояний валентной зоны активного слоя InGaN. Было принято, что эти состояния возникают вследствие проникновения в процессе роста приборной структуры СИД электрического поля случайно распределяющихся примесных ионов барьерных слоев в квантоворазмерный активный слой.

[1] Заутер Г., Линдеманн М., Шперлинг А., Оно И. Фотометрия светодиодов Светотехника. – 2004.- №3. – С.5-13.

[2] Д.С. Доманевский, В.А. Вилькоцкий, С. В. Жоховец, Г. Гобш, А.А Герасимович, Б.Г Арнаудов, Р.Д. Каканаков, Ю.В Трофимов, Оптический контроль параметров полупроводников типа A^3B^5, Высокие технологии в промышленности России. Материалы XII Международной научно-технической конференции Москва, 2006, 7-9 сентября. - Москва: ОАО ЦНИТИ «Техномаш», 2006. – С.427-433

[3] Д.С. Доманевский, Б.Г. Арнаудов, Д.С. Бобученко, Ю.В Трофимов, Р.Д. Каканаков, Анализ формы низкоэнергетического фронта спектров электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов с одиночной InGaN квантовой ямой, Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы. Сборник тезисов докладов 5-ой Всероссийской конференции, Москва, 31 января-02 февраля 2007 г. С. 87-88.

[4] Д.С. Доманевский, В.А. Вилькоцкий, Ю.В. Трофимов, Б.Г. Арнаудов, Р.Д. Каканаков, С.А. Манего, Форма полосы излучения светоизлучающих диодов (СИД) с одиночной квантовой ямой (КЯ) InGaN/GaN между легированными барьерами, Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Сборник тезисов докладов 6-й Всероссийской конференции, Санкт-Петербург 2008. – С.169-170.

[5] Основы физики полупроводников, Ю. Питер Ю. М. Кардона. - М: Физматлит, 2002.- С.223-378

QUANTITATIVE LUMINESCENCE ANALYSIS OF THE PARAMETERS OF LIGHT EMITTING DIODES (LEDS) AND LIGHTING SYSTEMS ON THEIR BASIS

D.S. Bobuchenko[1*], V.I. Tsvirko[2], Yu.V. Trofimov[2], V.V. Krasovskii[1], I.A. Khorunzhii[1],
D.S. Domanevskii[1], R.D. Kakanakov[3]

[1]Belarusian National Technical University Hezavisimosti Ave. 65, 22013, Minsk, Belarus,
e-mail: kaf_etf@mail.ru;
[2]Republican Scientific and Production Unitary Enterprise "Center of LED and optoelectronic technologies"
22/2207, Logoiskiy Trakt, Minsk BY-220090, Belarus;
[3]Institute of Applied Physics, 59, Sankt Petersburg Blvd 4000 Plovdiv, Bulgaria

Quantitative analysis of the electroluminescence spectra of InGaN LEDs using Instruments Systems spectral radiometric equipment has been performed. The role of potential fluctuations due to penetration of the electric field of barrier impurity ions into quantum wells have been taken into account in the model.

ОМИЧЕСКИЕ И БАРЬЕРНЫЕ КОНТАКТЫ К n-GaN С ДИФФУЗИОННЫМИ БАРЬЕРАМИ НА ОСНОВЕ ФАЗ ВНЕДРЕНИЯ

А.Е. Беляев[1], Н.С. Болтовец[2], В.Н. Иванов[2], Р.В. Конакова[1*], В.П. Кладько[1], Я.Я. Кудрик[1], В.В. Миленин[1], В.Н. Шеремет[1], Ю.Н. Свешников[3]
[1]Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
пр. Науки, 41, 03028 Киев, тел. +38(044) 525-61-82, e-mail: konakova@isp.kiev.ua
[2]Государственное предприятие НИИ «Орион», e-mail: bms@i.kiev.ua
ул. Эжена Потье, 8а, 03057, Киев, Украина
[3] ЗАО «Элма-Малахит»,
124460 Москва, Зеленоград, Россия, e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru

Одной из актуальных задач, решение которой направлено на внедрение нитрида галлия в микроэлектронное производство, является создание к нему высоконадежных омических и барьерных контактов. Для ее реализации чаще всего используют диффузионные барьеры – поликристаллические пленки тугоплавких металлов или сплавов, не взаимодействующих с соседними металлическими слоями – контактообразующим слоем и верхней металлизацией [1-3]. Однако экспериментальные исследования показали, что диффузионные барьеры, сформированные поликристаллическими пленками, при повышенных температурах деградируют. Механизм деградации – межзеренная диффузия. В работах [4-9] было показано, что действие этого механизма в омических контактах можно существенно замедлить, если в качестве диффузионных барьеров в слоях металлизации к GaN использовать аморфные (или квазиаморфные) пленки ZrN/ZrB [4], Ta-Si-N [6], TiB_x [5], а в диодах Шоттки использовать бориды тугоплавких металлов в качестве барьерообразующих [7-10]. Микроструктуру этих соединений, известных в литературе как фазы внедрения, можно представить как металлическую матрицу с внедренными в ее междоузлия атомами неметаллов. Эти фазы обладают ярко выраженными свойствами металлов в сочетании с высокой твердостью, термической и химической стабильностью. Однако, термическая стабильность контактов с фазами внедрения к GaN исследована недостаточно.

В данной работе анализируется термическая стабильность контактов к *n*-GaN при использовании в качестве барьерных контактов аморфных пленок TiB_x (ZrB_x) и диффузионного барьера в омическом контакте аморфного слоя TiB_x.

Слои TiB_x, ZrB_x и Au толщиной по 0.1 мкм каждый создавали методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. Для изготовления контактов использовались эпитаксиальные слои *n*-GaN с концентрацией донорной примеси ~10^{17}см$^{-3}$ и толщиной ~ 1 мкм выращенные на подложках сапфира. Омические контакты формировались с помощью металлизации Au-TiB_x-Al-Ti-*n*-GaN, полученной магнетронным распылением.

До и после быстрых термических обработок (БТО) в течении 30 секунд исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодных структур с барьером Шоттки и удельное контактное сопротивление ρ_c. Профили распределения компонент в слоях металлизации и их фазовый состав анализировались методами электронной-Оже-спектроскопии (ЭОС), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС) и рентгеновской дифрактометрии соответственно. Из прямых ветвей ВАХ рассчитывались высота барьера φ_b и фактор идеальности *n*. Результаты измерений приведены в таблице. Из таблицы видно, что диодные структуры обладают высокой термостойкостью. Омический контакт создавался БТО при T=900(1000ºC). Уменьшение ρ_c почти на два порядка после БТО при 1000ºC указывает на завершенность физико-химических процессов на границе раздела Ti-GaN, подтвержденную структурными исследованиями. По данным структурных исследований, а также ЭОС и РФС подтверждена высокая термостойкость барьерных контактов после БТО.

Таблица

Влияние БТО на параметры омических и барьерных контактов к *n*-GaN

	Au-TiB_x-*n*-GaN			Au-ZrB_x-*n*-GaN			Au-TiB_x-Al-Ti-*n*-GaN		
	исх	800	900	исх	800	900	исх	900	1000
φ_b, В	0.9	0.9	0.89	0.89	0.89	0.89			
n	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2			
ρ_c, Ом·см^2							выпр.	10^{-4}	$1.2\cdot10^{-6}$

Кроме того, анализ спектров РФС показал наличие в пленках ZrB_x оксидных фаз Zr и B. Поскольку окислы бора и металлических компонент являются стеклообразующими, можно полагать, что на межфазной границе возникает тонкий аморфный стекловидный слой, устойчивый к БТО и являющийся диффузионным барьером для межфазного переноса.

Приведенные исследования подтверждают перспективность использования боридов титана и циркония в контактных системах к GaN.

[1] G.Z. Lin, S.S. Lau, Sol.St. Electron. **42**(5), 677 (1998)
[2] M.S. Noor, J. Appl. Phys. **95**(12), 7940 (2004)
[3] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. ФТП, **41**(11) 1281 (2007)
[4] E. Kaminska, K. Golaszewska, A. Piotrowska et.al. Phys. Stat. Sol.(c), **1**(2), 219 (2004)
[5] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов и др. Письма в ЖТФ, **31**(24), 88 (2005)
[6] А.В. Кучук, В.П. Кладько, В.Ф. Мачулин, A. Piotrowska ЖТФ, **76** (10), 2006
[7] T.N. Oder, P. Martin, J.Z. Lin et.al. Appl. Phys. Lett., Appl. Phys. Lett., **88**, 183505-1 (2006)
[8] T.N. Oder, E. Sutphin, R. Kummari, J. Vac. Sci. Technol. B, **27**(4), 1865 (2009)
[9] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов и др. ФТП, **43**(8), 1125 (2009)
[10] R. Khanna, K. Ramani, V. Cracium et. al. Appl. Surf. Sci., **254**(4), 2315 (2006)

THE OHMIC AND BARRIER CONTACTS TO *n*-GaN WITH DIFFUSION BARRIERS MADE BY INTERSTITIAL PHASES

***A.E. Belyaev*[1], *N.S. Boltovets*[2], *V.N. Ivanov*[2], *R.V. Konakova*[1*], *V.P. Kladko*[1], *Ya.Ya. Kudryk*[1], *V.V. Milenin*[1], *V.N. Sheremet*[1], *Yu.N. Sveshnikov*[3]**
[1]Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics National Academy of Sciences of Ukraine
03028 Kyiv, Ukraine tel. +38(044) 525-61-82, e-mail: konakova@isp.kiev.ua
[2]State Enterprise Research Institute "Orion", 03057 Kyiv, Ukraine, e-mail: bms@i.kiev.ua
[3]Close Corporation "Elma-Malachite" 124460 Zelenograd, Russia e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru

We investigated the effect of rapid thermal annealing (RTA) on the structural and electrophysical properties of Au–(Ti, Zr)B_x–GaN and Au–TiB_x–Al–Ti–*n*-GaN contacts and diode structures based on them. The x-ray diffraction studies and layer-by-layer Auger analysis showed that phase composition and structure of contacts to GaN remained unchanged up to a temperature of 900 °C. Stability of the boundaries between phases was confirmed by the fact that the electrophysical properties of the contacts remained practically the same after RTA. The Schottky barrier height φ_b was 0.89–0.9 eV for the contacts to GaN, while the ideality factor *n* was 1.2 for the Au–TiB_x (ZrB_x)-*n*-GaN contacts. The contact resistivity of the Au–TiB_x–Al–Ti–*n*-GaN ohmic contacts was about 1.2×10^{-6} Ω·cm^2. The structural investigations of the barrier contacts indicated presence of glass-forming oxides of boron and metals at the interface between phases. These oxides formed a thin amorphous vitreous layer that was RTA-resistant and served as diffusion barrier to transfer between phases.

ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ СИЛИЦИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ КАК ВОЗМОЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.Ю.Бункин, ***А.А.Повзнер****

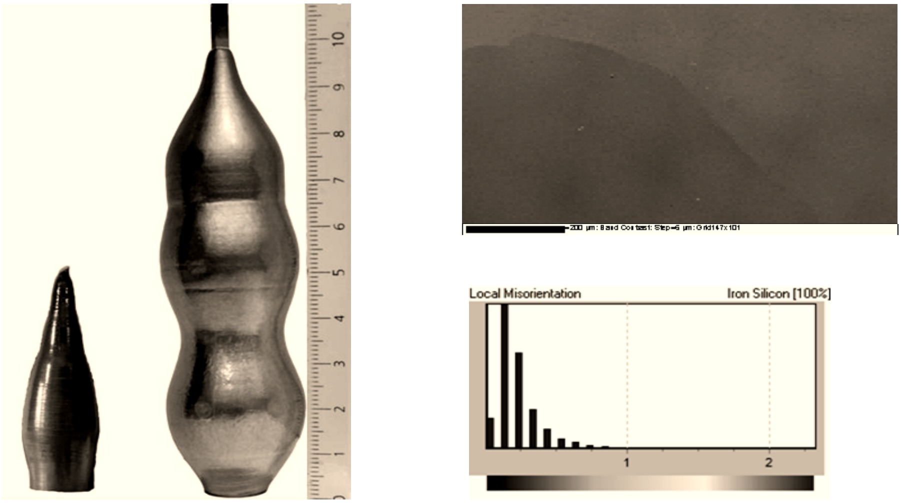
Уральский государственный технический университет – УПИ, ул. Мира 19, 620002, Екатеринбург,
+7(343)3754456, e-mail: povz@kf.ustu.ru

Известно, что качество эпитаксиальных слоев нитрида галлия, алюминия и других полупроводниковых материалов в большой степени определяется материалом подложки, при этом главным критерием является параметр несоответствия решеток. Кроме этого, важное значение имеет тепловой коэффициент линейного расширения. Для традиционно используемых сапфировых подложек несоответствие периода решетки в плоскости эпитаксии GaN составляет величину около 15%, для достаточно дорогого карбида кремния - 3,5%. Поэтому поиск материалов, могущих обеспечить низкую плотность дислокаций в выращиваемых пленках и имеющих близкие значения ТКЛР, достаточно актуален.

Силициды железа, кобальта и марганца являются материалами, представляющими интерес для исследователей в силу ряда их электрических и магнитных свойств (см, например, [1,2]). С дугой стороны, как показывают оценки, величина несовпадения периодов двумерных кристаллических решеток в плоскости типа {111} для моносилицида железа FeSi и (0001) нитрида галлия составляет менее 0.05% , для моносилицидов кобальта CoSi и марганца MnSi - 1,1% и 1.4%, соответственно. Все указанные силициды имеют кубическую решетку типа B20.

В предлагаемой работе проведено комплексное исследование процессов роста монокристаллов указанных соединений и твердых растворов на их основе из расплава, а также изучены температурные зависимости ТКЛР от гелиевых температур до 1000К.

Способом Чохральского выращены монокристаллы $Fe_{1-x}Co_x$ Si (0<x<1), а также MnSi длиной до 100 мм и диаметром до 30 мм. Методами металлографии и растровой электронной микроскопии изучена структура полученных слитков. В частности, на рис.1а приведена фотография монокристаллического слитка моносилицида железа, на рис. 1б - изображение поверхности полированного среза, параллельного плоскости типа {111}, в отраженных электронах, свидетельствующее о том, что разориентировка блоков не превышает долей градуса.



(a) (b)

Fig.1. a – FeSi single crystals; b – SEM image of a polished {111} – surface.

Измерения ТКЛР для сплавов $Fe_{1-x}Co_x$ Si (0<x<1), проведенные при помощи емкостного дилатометра, показали, что для чистого моносилицида железа (x = 0) он составляет величину, близкую к $3,2x10^{-6}$ K^{-1} в диапазоне температур от 300 до 1000 К. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическими расчетами, проведенными в [3]. Для нитрида галлия, по данным [4], коэффициент линейного расширения составляет величину $5,2x10^{-6}$ K^{-1}.

Поскольку моносилицид железа при температурах ниже 300 К является узкощелевым полупроводником с шириной запрещенной зоны 0,05 эВ, а выше 300 К для него характерна проводимость металлического типа [1], то электрические свойства контакта металл – полупроводник (т.е. GaN или другие нитриды), возможно, могут быть использованы для создания светодиодов и других устройств.

[1] Повзнер А.А., Волков А.Г., Баянкин П.В., ФТТ, **40** (8)1437 (1998)
[2] Hunt M.B., Chernikov M.A., Felder E. Low, Phys. Rev. B, **50** (20) 14933 (1994)
[3] О.В. Аношина, А.Г. Волков, А.А. Повзнер. , Известия вузов. Физика. (7) 21 (2003)
[4] Semiconductors. Group IV Elements and III-V Compounds. Ed. Madelung O. Berlin, Heidelberg.: Springer-Verlag. 164p. (1991)

GROWTH AND CHARACTERIZATION OF TRANSITION METALS SILICIDE SINGLE CRYSTALS AS POSSIBLE SUBSTRATES FOR GALLIUM NITRIDE EPITAXIAL LAYERS

A.Yu.Bunkin*, *A.A.Povzner*
Urals State Technical University - UPI, Mira St.19, 620002, Ekaterinburg,
+7(343)3754456, e-mail: povz@kf.ustu.ru

It is evident that the quality of gallium and aluminum nitride epitaxial layers, as of other semiconducting materials, is governed mainly by the substrate material. The main criterion here is the correlation of the lattice parameters of the material settled and of the substrate. The second factor is the thermal expansion coefficient. The parameters of traditionally used substrates such as sapphire or silicon carbide differ significantly from that for GaN (by 15% and 3.5%, respectively). So the search of alternative substrate materials is actual enough till now.

In the present paper we report the results of growth and characterization of single crystals of FeSi, CoSi and MnSi which in our opinion may be of some interest for researchers and technologists as a substrate material for epitaxial growth of GaN. The main reason for it is the minor discrepancy of lattice parameters of silicides and gallium nitride. Namely, for {111} FeSi plane and (0001) GaN plane the discrepancy is less than 0.05%. Crystals of the compounds mentioned above have been grown by Czochralski technique and examined using metallography and scanning electron microscopy. Misorientation of mosaic fragments in the boules obtained does not exceed 0.5^0. Thermal expansion coefficient measurements gave the value of $3,2x10^{-6}$ K^{-1}.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ InGaN/AlGaN/GaN МЕТОДАМИ ЦКЛ И ЦКЛ-ВСР В РЭМ

А.И. Габельченко[1] **, *П.В. Иванников***[1]
[1] МГУ им. Ломоносова, Физический факультет. Ленинские горы, дом 1, строение 2, 119991,
Москва, тел. +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

Исследования светодиодных гетероструктур на основе InGaN/AlGaN/GaN методами цветной катодолюминесценции (ЦКЛ) и цветной катодолюминесценции с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСР) в РЭМ проведены с целью выявления и локализации ростовых дефектов в структурах и определения их влияния на свойства светодиодов. Исследования проводились с помощью РЭМ «СТЕРЕОСКАН МК IIA», оснащенного трехканальной приставкой для получения КЛ изображений в режиме реальных цветов, сопряженной с компьютером. Для спектрального анализа КЛ излучения в реальных цветах (ЦКЛ) использовались широкополосные перекрывающиеся светофильтры, имеющие максимумы пропускания на длинах волн 450 нм – B, 540 нм – G и 670 нм – R, соответствующие спектральной чувствительности человеческого глаза.

Для спектрального анализа с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСР) использовался набор узкополосных светофильтров с полосой пропускания ~ 30 нм, с максимумами полос пропускания на длинах волн 420, 450 и 480 нм, установленных в каналах B, G и R цветоанализатора, соответственно. При этом обеспечивалось перекрытие основной полосы излучения активной области образцов. Исследования проводились при ускоряющих напряжениях 3.5, 5, 10, 15, 20 кВ и температуре образца около 300 К. При каждом ускоряющем напряжении снималась серия изображений каждого из образцов при неизменных параметрах электронного зонда и регистрирующей аппаратуры, что позволило сравнить образцы по эффективности излучения КЛ.

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

Исследованы светодиодные структуры, выращенные в лаборатории фирмы «Светлана-Оптоэлектроника». Во всех образцах наблюдалась неоднородность интенсивности излучения по поверхности пленок с характерным размером 20 – 100 мкм. Неоднородность положения основной спектральной полосы излучения квантовых ям по поверхности образцов не выявлена.

При ускоряющих напряжениях 5 – 20 кВ один из образцов имел приблизительно в 2 раза меньшую интенсивность КЛ по сравнению с остальными. При ускоряющем напряжении 3.5 кВ (максимальная глубина возбуждения порядка 0.1 мкм) обнаружено существенное увеличение различий по интенсивности КЛ для разных образцов по сравнению с экспериментами при более высоких энергиях. Так как основной вклад в КЛ сигнал дает излучение из области квантовых ям, то данный эффект, вероятно, связан со следующими факторами: разной толщиной p-области в образцах; разной диффузионной длиной носителей заряда в p-области; сильно различающейся скоростью поверхностной рекомбинации в образцах. При ускоряющем напряжении 5 кВ наблюдался максимальный контраст неоднородностей КЛ во всех образцах, что указывает на их локализацию на глубине приблизительно 0.2 мкм от поверхности, что соответствует положению гетерограницы между InGaN/GaN MQW активной областью и p-GaN контактным слоем.

В результате сравнительных исследований образцов, выращенных на текстурированных и обычных подложках, выявлена повышенная концентрация дефектов в структурах на текстурированных подложках, а также прорастание рельефа подложки на поверхность структуры.

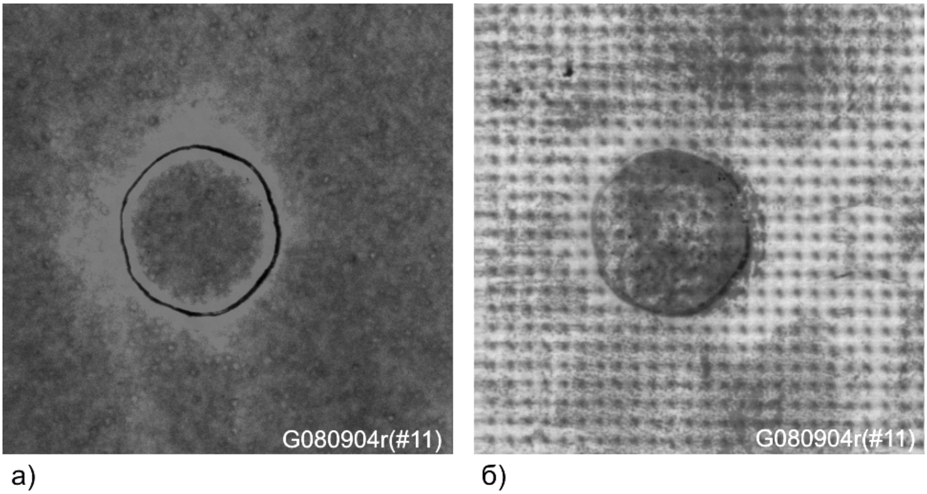


Рис.1. ЦКЛ (а) и ВЭ (б) изображения образца G080904r(#11). Один из округлых дефектов структуры и мелкие углубления, связанные с прорастанием рельефа подложки. Ширина изображений 0.2мм.

DETECTION OF DEFECTS IN InGaN/AlGaN/GaN-HETEROSTRUCTURES USING TRUE COLOR AND NARROW-BAND COLOR CATHODOLUMINESCENCE SEM-MODES.

P.V. Ivannikov[1]*, ***A.I. Gabelchenko[1]***
[1]Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, 119992 Moscow, Russia,
phone: +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

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

This method was applied to study defects in InGaN/AlGaN/GaN LED structures grown by MOCVD-technique. A new method allowed visualizing spectral non-homogeneity of luminescence in quantum wells in some LEDs structures. For all specimens non-homogeneity of quantum efficiency was discovered, with the typical size of non-homogeneous field of 20-100 microns. Some characteristic defects of structures grown on textured substrates were discovered.

ДЕГРАДАЦИЯ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.В.Градобоев[1,2]***, А.А.Вилисов***[2]***, П.В.Рубанов***[1]***, И.А.Асанов***[2]
[1] Юргинский технологический институт Томского политехнического университета,
ул. Ленинградская, 26, 652050, Юрга ,тел. +7(913)8668405, e-mail: gradoboev1@mail.ru
[2]ОАО «НИИПП», ул. Красноармейская, 99а, 634034, Томск

В настоящее время гетероструктуры InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами широко используются для изготовления светодиодов (далее СД) видимого диапазона различного назначения [1]. Данные СД могут использоваться для самых разнообразных целей, в том числе они могут работать в условиях действия различных радиационных полей. Анализ имеющихся литературных данных показывает, что к настоящему времени практически отсутствуют сведения о стойкости таких СД к воздействию радиационных полей.

Цель работы – исследовать деградацию СД на основе InGaN/GaN при облучении быстрыми нейтронами.

В качестве объектов исследования в работе использовались СД синего, зеленого и белого цвета, изготовленные на основе гетероструктур InGaN/GaN с квантовыми ямами на основе излучающих чипов разных фирм. При этом белые СД были изготовлены на основе синих кристаллов с использованием люминофора. До и после облучения для каждого СД измеряли люмен-амперные (ЛюмАХ), вольт-амперные (ВАХ), вольт-фарадные (ВФХ) характеристики и спектры излучения. Облучение СД быстрыми нейтронами проводили в пассивном режиме.

На рис.1 представлены типичные ЛюмАХ и ВАХ СД, исследованных в данной работе, до облучения. Видно, что зависимость светового потока от рабочего тока может быть описана степенной функцией для всех исследуемых типов СД в достаточно широком диапазоне токов. В то время как для ВАХ наблюдается экспоненциальная зависимость при токах более 10 мА. Это может быть обусловлено изменением вклада контактного сопротивления в зависимости от рабочего тока.

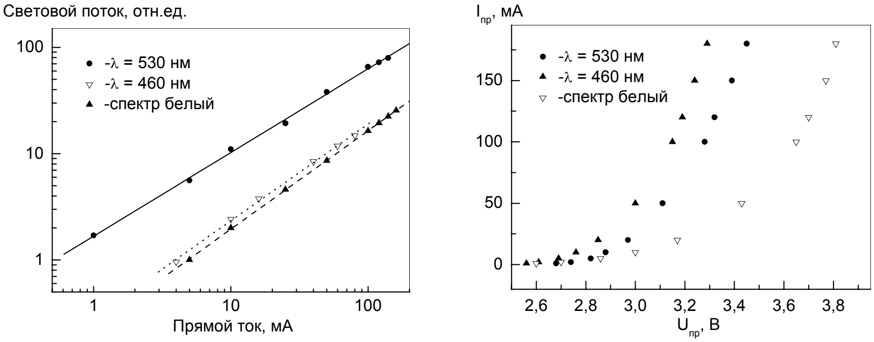


Рис.1 *Типичные люмен-амперные и вольтамперные характеристики СД*

В результате исследований установлено, что скорость уменьшения светового потока СД при облучении быстрыми нейтронами зависит от величины рабочего тока, как это показано на рис.2. Подобное поведение было обнаружено нами ранее для СД ИК-диапазона на основе гетероструктур AlGaAs [2].

Результаты, представленные на рис.2, позволяют также выделить два характерных этапа деградации СД при облучении быстрыми нейтронами. В области низких флюенсов нейтронов (этап I) наблюдается введение ограниченного числа центров безызлучательной рекомбинации. Это позволяет предположить, что на данном этапе наблюдается только перестройка имеющейся дефектной структуры при облучении, что приводит к введению ограниченного числа центров безызлучательной рекомбинации. Этот процесс может быть связан с радиационной перестройкой комплексов [Mg-H] [3]. На втором этапе (область больших флюенсов нейтронов) деградация светового потока напрямую связана с вводимыми радиационными дефектами.

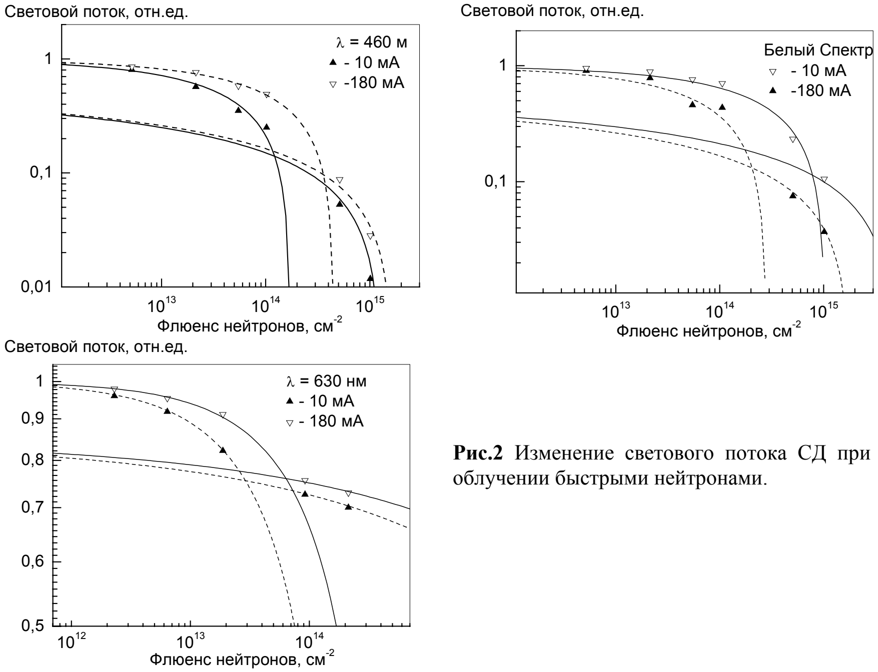


Рис.2 Изменение светового потока СД при облучении быстрыми нейтронами.

Измерения ВФХ, ВАХ после облучения быстрыми нейтронами не обнаруживают заметных изменений, что позволяет сделать вывод о том, что электрофизические характеристики исследуемых структур остаются без изменений.

Установленные закономерности (зависимость степени деградации СД от величины рабочего тока, два характерных этапа деградации) являются общими для всех исследуемых в данной работе разновидностей СД на основе гетероструктур InGaN/GaN.

[1] A.E.Yunovich. Light Emitting Diodes as the Base of illumination in the Future / *Light & Engineering*, 2003, v. 11, P.5-12.

[2] А.В.Градобоев, П.В.Рубанов // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды V Международной конференции. – Томск, 2006. – С.292-295.

[3] G.Salvati, F.Rossi, N.Armani, N.Pavesi, M.Manfredi, G.Meneghesso, E.Zanoni, A.Castaldini, A.Cavallini // Eur. Phys. J. Appl. Phys. – 2004, v.27, № 1-3/ - P.345-348.

DEGRADATION OF LIGHT-EMITTING DIODES ON THE BASIS OF HETEROSTRUCTURES InGaN/GaN AT AN IRRADIATION FAST NEUTRONS

A.V.Gradoboev[1,2]***, A.A.Vilisov***[2]***, P.V.Rubanov***[1]***, I.A.Asanov***[2]***.***
[1]Yurga Technology Institute (branch) of Tomsk Polytechnic University,
Leningradskaya str, 26, 652050, Yurga,тел. +7(913)8668405, e-mail: gradoboev1@mail.ru
[2]JSC «RISD», Krasnoarmeyskaja Str., 99a, 634034, Tomsk

Results of research of degradation LEDs on the basis of heterostructures InGaN/GaN are presented at an irradiation by fast neutrons. It is established, that degree of degradation LEDs depends on value of a working current. The degradation process of decrease in luminosity is possible to present in the form of two stages: at I stage there is a radiating reorganisation of available defective structure on the basis of a complex [Mg-H], that leads to introduction of the limited number of the centres unradiate recombination; at II stage light exposure degradation is caused only by introduction of radiating defects.

РАЗРАБОТКА СВЕТОДИОДНЫХ МАТРИЦ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN/AlGaN

В.А. Буробин [1], А.М. Коновалов [1], А.А. Гусев [2], Е.Н. Енюшкина [2], А.А. Ефимов[2], А.Л. Кузнецов [2], Ю.А. Матвеев [2], А.Ю. Павлов [2*], В.А. Романько [2], А.А. Ткачева [2].

[1] ФГУП «ГЗ «ПУЛЬСАР»», 105187, г. Москва, Окружной пр., дом 27;

[2] Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, 117105, г. Москва, Нагорный пр., дом 7, корп. 8/0, тел.: +7(499)1234464, e-mail: alexup@bk.ru;

Развитие нанотехнологий и организация серийного производства энергосберегающих устройств – важная задача электронного приборостроения на фоне уже сложившегося и развивающегося дефицита энергоресурсов.

Анализ рынков показывает, что как зарубежный, так и отечественный рынок для светоизлучающих устройств из светодиодов и светодиодных матриц для обычного освещения огромен и на настоящий момент полностью не заполнен по причине высокой стоимости приборов из-за дороговизны технологии и материала, а главное из-за недостаточности инвестиций.

Учитывая важность проблемы, целью настоящей работы является разработка конструкции и технологии изготовления высокоярких светодиодных чипов на основе системы InGaN/GaN отечественного производства. Известно, что синий свет светодиодных чипов на основе широкозонной системы InGaN/GaN/AlGaN с помощью люминофоров [1] легко преобразуется в белый свет, пригодный для освещения.

Задача усложнялась тем, что гетероструктуры на основе GaN в России выращиваются в основном на сапфире (Al_2O_3). Этот материал имеет очень плохую теплопроводность, в связи с чем организовать теплоотвод от p-n перехода при прямой посадке светодиодного чипа на держатель практически невозможно. В связи с этим необходимо применять так называемую “flip-chip” посадку чипа светодиода на держатель, что приводит к особенностям в распределении электронных потоков через p-n- переход.

Выбор оптимальной конструкции, технологии изготовления и метода монтажа данного светодиодного чипа в конечном итоге определяют максимальную светоотдачу, наработку на отказ и энергопотребление светоизлучающего устройства на его основе.

Основу оптимальной конструкции определяет требование по равномерному распределению плотности тока между электродами чипа. Это определяет эффективную площадь излучения света светодиодной структурой и, в конечном итоге, светоотдачу чипа и его надежность.

Основу технологии изготовления светодиодного чипа составляют следующие важнейшие технологические операции:

-формирование меза-структуры;

-выбор композиции металлов для омического контакта к «p» - типу GaN и «n» - типу GaN, а также оптимальный режим вплавления данных контактов;

-выбор диэлектрического покрытия с целью защиты и пассивации поверхности чипа;

-гальваническое осаждение золота на контактные площадки анода и катода, которое создает возможность монтажа чипа методом «flip -chip»;

-химико-механическая шлифовка сапфировой подложки до толщины 150мкм;

-разделение пластины на чипы.

Качество данного технологического процесса изготовления чипа определяет в дальнейшем надежность и энергопотребление чипа, а, следовательно, и всего светоизлучающего устройства.

Разрабатываемая технология предполагает изготовление чипов с температурой p-n перехода не более 130ºC, что обеспечит надежность и длительность работы устройства [2].

В основу разработки была положена гетероэпитаксиальная структура с системой множественных квантовых ям (МКЯ) GaN/InGaN. Использовался МОС-гидридный метод осаждения из газовой фазы (MOCVD), реализуемый на установке D-180 фирмы Veeco.

Конструкция, показанная на рисунке 1, показала лучшие результаты по светоотдаче, Топология данной конструкции была позаимствована из СВЧ транзисторной структуры, собираемой как раз методом обратного монтажа.

Принципиальное отличие данной конструкции в том, что площадь излучения разбита на 5-ть элементарных светодиодов, суммирование площадей которых составляет 0,1мм^2, а зазор между анодом и катодом составил 5 мкм. Эти значения практически не отличаются от литературных данных [3].

Для устранения термической деградации светодиодного чипа требуется его монтаж на радиатор или теплопоглощающую подложку. Надо было максимально приблизить p-n переход чипа к теплоотводящей поверхности. Технология обратного монтажа (flip- chip) позволила расположить p-n переход практически на теплоотводе. Использование керамики AlN с высокой теплопроводностью привело к значительному увеличению эффективности светодиодных чипов на высоких токах. Выход излучения при этом происходит через основание Al_2O_3, коэффициент прозрачности которого в области данных длин волн составляет 0,8 [4].

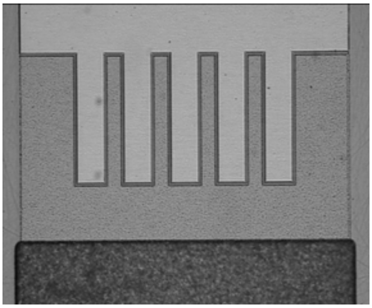


Рис. 1. Конструкция, изготовленного светодиода.

Рис. 2. Светодиодная лампа, выполненная в цоколе E27.

Измерения светоотдачи были проведены на фирме ЛИСТ Инжиниринг по методикам, предложенным в [2]. Измерения показали, что средние по качеству светодиодные чипы имеют светоотдачу до 7 лм/Вт и к.п.д. до 2% (режим измерения I=350 mA, U=3,5 V). Столь низкие значения светоотдачи и к.п.д. связаны, очевидно, с недостаточной чистотой и кристаллическим совершенством структуры, поскольку они очень сильно влияют на выход излучательной рекомбинации [4].

На базе полученных чипов была создана светодиодная матрица. Данная матрица включает в себя последовательное соединение 56 чипов, смонтированных методом обратного монтажа на теплопроводящей керамике AlN. Данная матрица является основой конструкции светодиодной лампы (Рис. 2), выполненной в цоколе E27, включающей в себя печатную плату с AC/DC преобразователем и выходным напряжением 150 В.

Лампа с цоколем E27 является стандартным элементом для бытовых осветительных устройств

[1]. М.Л. Бадгутдинов, Е.В.Коробов и др. Спектры люминесценции, эффективность и цветовые характеристики светодиодов белого свечения на основе p-n гетероструктур InGaN/GaN, покрытых люминофорами «Физика и техника полупроводников», 2006, том 40, вып. 6, стр.758-763.

[2]. С. Никифоров. Проблемы, теория и реальность светодиодов. «Компоненты и технологии», №5, 2005 г., стр.176-185

[3]. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроволник, Физика и техника полупроводников,2007, том 41, вып. 11, стр.1281-1308.

[4]. Л. Коган «Электронные компоненты», Современное состояние полупроводниковых излучающих диодов, №2, 2000г., стр. 22-27.

DEVELOPMENT OF THE TECHNOLOGY OF MANUFACTURING OF LED MATRIXES ON THE BASIS OF HETEROSTRUCTURES InGaN/GaN/AlGaN

V.A. Burobin [1], A.M. Konovalov [1], A.A. Gysev [2], E.N. Enushkina [2], A.A. Efimov[2], A.L. Kuznetsov [2], Y.A. Matveev [2], A.Y. Pavlov [2*], V.A. Romanko[2], A.A. Tkacheva [2]

[1] State Plant «Pulsar»», 105187, Moscow, Okruzhnoy proezd, 27;

[2] Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of RAS, 117105, Moscow, Nagornii proezd 7, korp. 8/0, tel.: +7(499)1234464, e-mail: alexup@bk.ru;

The technology of manufacturing of LED chips desined on the basis of heterostructures InGaN/GaN/AlGaN, being the basis for LED matrixes. Samples of chips, and also matrixes on their basis are obtained. The action mock-up energysafe of a bulb in a standart pedestal with an AC/DC by transformation is generated.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN НА ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

А.А. Арендаренко, И.Г. Ермошин*, Ю.Н. Свешников, И.Н. Цыпленков
ЗАО «Элма Малахит», Москва, Зеленоград, проезд. 4922, д.4, стр.3.
тел. +7(499)732-57-72, e-mail: ermivan@rambler.ru;

Проведено исследование влияния профиля распределения индия в квантовых ямах на внешний квантовый выход, однородность распределения значений длины волны излучения в максимуме спектра и однородность распределения мощности излучения по площади структуры.

Было исследовано три варианта профиля распределения индия в твёрдом растворе In$_X$Ga$_{1-X}$N по толщине квантовой ямы (рис. 1) которые формировались посредством программируемого изменения расхода триметилиндия во время роста КЯ, на основывании результатов проведенных исследований, которые показали, что содержание индия в твёрдом растворе In$_X$Ga$_{1-X}$N линейно растёт с увеличением расхода TMI. Содержания индия в In$_X$Ga$_{1-X}$N – квантовой яме X=10,3%, соответствует отношению расходов TMI/(TMG+TMI)=0,2.

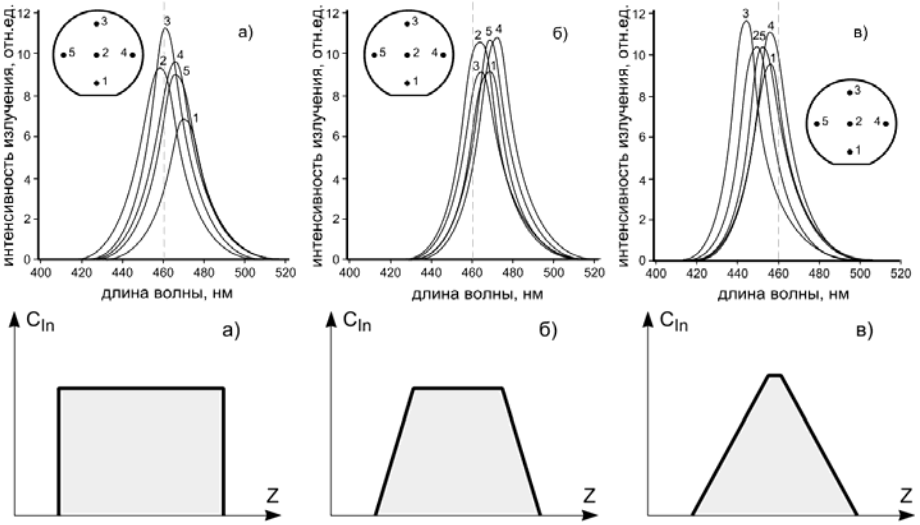


Рис. 1. Вид спектров ЭЛ в различных областях гетероструктур 1-5 в зависимости от соответствующих профилей распределения индия по толщине КЯ:
а) прямоугольный; б) трапецевидный; в) квазитреугольный.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по спектрам ЭЛ в различных областях поверхности гетероструктуры для трёх профилей распределения индия: «прямоугольного» (резкие границы раздела между ямами и барьерами), «трапециевидного» (плавное распределение с градиентом 0,2 об.доли In/нм) и «треугольного» (ещё более плавное распределение с градиентом 0,12 об.доли In/нм). Как видно на рис. 1 и рис. 2, наилучшие результаты получены при трапециевидном распределении. При таком характере распределения индия по толщине КЯ имеет место также наименьший разброс значений длины волны излучения в максимуме спектра и наилучшая однородность распределения мощности излучения по площади структуры (рис. 2).

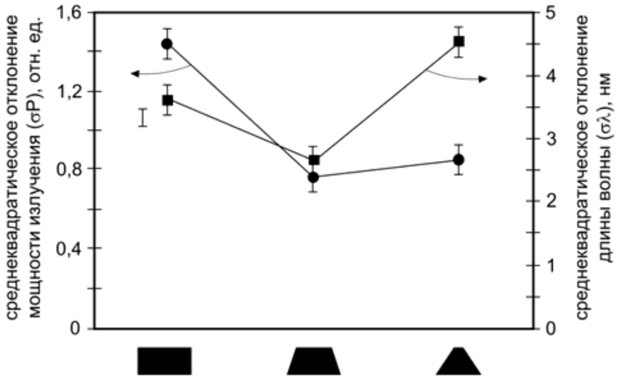


Рис. 2. Зависимость однородности распределения мощности излучения (σP) и однородности распределения значений длины волны в максимумах спектров (σλ) от профиля распределения индия по толщине КЯ

Следует также отметить, что при трапециевидном распределении индия в квантовых ямах абсолютная величина квантового выхода была на 10-20% больше, чем при обычно принятом прямоугольном резком распределении, что, вероятно, связано с меньшими механическими напряжениями на границах раздела между ямами и барьерами. Очевидные преимущества трапециевидного распределения позволили считать его основным при совершенствовании технологии выращивания светодиодных гетероструктур, разрабатываемой в настоящей работе.

INVESTIGATION OF INDIUM CONCENTRATION PROFILE IN InGaN/GaN MQW OF BLUE LED STRUCTURES INFLUENCE ON OPTICAL PROPERTIES

A.A. Arendarenko*, I.G. Ermoshin, U.N. Sveshnikov, I.N. Ciplenkov
JSC «Elma Malahit», Moscow, Zelenograd, road. 4922, building.4, constr.3.
tel. +7(499)732-57-72, e-mail: ermivan@rambler.ru;

Indium concentration profile in InGaN/GaN MQW of blue LED structures was investigated in connection with optical properties. Three different profiles such as rectangular, trapezium and triangular were compared. It was found that in trapezium profile with 0.12 vol.unit/nm gradient results in increase of wavelength uniformity and EL intensities (by 10-20 percent) of emitting light.

ИОННО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.В. Желаннов[1,2*]***, В.Е. Удальцов***[2]
[1] ОАО «ОКБ - Планета», ул. Федоровский ручей, 2/13, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(905)291-96-93, zhelannovav@mail.ru
2 Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Б. С.-Петербургская, 41, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(911)6178167, veou@list.ru

Построcтовые процессы в производстве полупроводниковых приборов определяют достижимые параметры и надежность приборов. Наиболее ответственными операциями построcтовой обработки светодиодных структур являются: формирование мезаструктуры за счет селективного удаления слоев и создание омических контактов.

В наших экспериментах операции селективного удаления слоев проводились на компактной установке ионно-реактивного плазменного травления типа CS – 1701 [1].

Установка позволяет прецизионно удалять металлы, силикаты, компаунды, соединения нитридов, оксидов, фоторезисты. Прецизионность травления обеспечивается за счет точного дозирования газовой смеси и регулирования мощности ВЧ генератора от 50 до 600Вт. Для этого используются от одного до четырех электронных контроллеров подачи газов, что позволяет программно задавать и стабилизировать давление в плазменной камере при разных расходах газов.

Как известно, при формировании контактной системы в светодиодах на основе двойной гетероструктуры AlGaN/InGaN с квантовыми ямами, необходимо удалять часть p-области для нанесения металлизации на базовый n-слой. При решении этой задачи приходится применять защитные маски из фоторезиста и металлов, наносить слои двуокиси кремния и контактных сплавов, а затем полностью или селективно их удалять. Нами проведена серия экспериментов по формированию светодиодных мезаструктур, при этом селективное травление слоев нитрида галлия p-типа осуществлялось методом ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона. Для обеспечения селективности ионного травления предварительно создавалась маска из слоя титана толщиной 0,25 мкм, нанесенного методом электронного испарения в вакууме. Скорость ионного травления слоев GaN составляла от 1,8 до 2,3 нм/мин, а весь процесс удаления p-слоя длился около 2,5 часов. Удаление защитных слоев фоторезиста, металлической маски и SiO_2 проводилось как традиционными химическими методами, так и методом ионно-химического плазменного травления в смеси CF_4 (фреон 14) и кислорода. В последнем методе в зависимости от состава смеси скорость травления фоторезиста составляет от 0,1 до 1,0 мкм/мин. Скорость ионно-плазменного травления оксида кремния и титана достигала 0,03мкм/мин. При увеличении процентного содержания кислорода скорость травления всех вышеперечисленных материалов уменьшается.

Контакты к n-типу GaN наносились методом электронного испарения титана и алюминия, в качестве контактирующего слоя к p-типу использовалась система никель/золото. После селективного удаления методом взрывной фотолитографии проводился отжиг контактов при температуре 800^0C в течение $1^й$ минуты в азоте.

В результате построcтовых процессов изготовлены экспериментальные образцы кристаллов для светодиодов (чипов) размером 0,38×0,38 мм с приемлемыми электрическими параметрами.

[1] А. Иванов. Инф. бюллетень «Степень интеграции», 2009, №1, с.28., ЗАО Предприятие Остек.

[2] М. Шмаков и др., Технологии в электронной промышленности, 2008, №6, с.72.

IONIC-PLASMA PROCESSING OF GaN-BASED DIODE STRUCTURES

A.V. Zhelannov[*1,2]***, V.E. Oudaltsov***[2]
[1] JSC «OCB - Planet», ul. Fedorovskiy ruchey, 2/13, 173004, г. Velikiy Novgorod,
phone +7(905) 291-96-93, zhelannovav@mail.ru
[2] Novgorod State University, ul. Bolshaya St.Petersburgskaya, 41, 173004, Velikiy Novgorod, phone +7(911)6178167, veou@list.ru

In work the technology of creation of light-emitting diode structures on the basis of GaN/InGaN is considered. Following operations are described: etching of a mesa structure, formation of ohmic contacts to n-and p-GaN. The opportunity of use of installation of ionic-plasma etching CS-1701 in technology of devices on the basis of GaN is considered.

КИНЕТИКА СПЕКТРОВ И ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИНИХ СВЕТОДИОДОВ

С.С. Стрельченко, Ю.П. Головатый, П.С. Захаров*, Е.В. Проколкин
Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал.
Ул. Баженова, 2, 248000, г. Калуга, тел. 74-21-80., e-mail:ftm@bmstu-kaluga.ru

В ближайшем будущем ожидается массовый переход на полупроводниковые светодиодные (СД) источники освещения. В связи с этим стала актуальной проблема надёжности сине-фиолетовых СД на основе системы In-Ga-Al-N относительно процессов медленной деградации излучательных характеристик. Заявленные некоторыми фирмами-производителями длительности функционирования в десятки тысяч часов подвергнуты сомнению.

Для надёжного прогноза эксплуатационного времени жизни СД и совершенствования технологии необходимо глубокое понимание микроскопических механизмов деградации. В настоящее время природа этих механизмов не ясна. Высказаны соображения в пользу уменьшения внутреннего квантового выхода вследствие увеличения числа центров безызлучательной рекомбинации, ухудшения контактов и оптических характеристик структуры.

Цель нашей работы – исследование механизмов деградации коммерческих синих светодиодов. Методика исследования основана на изучении кинетики спектральных и вольтамперных характеристик (ВАХ) СД при различных рабочих температурах и токах. Такой подход позволяет разделить возможные токовые и тепловые факторы деградации. Последние, как правило, характеризуются энергией активации, по которой можно судить о механизме деградации.

Порядок проведения эксперимента следующий. Сначала снимается спектр и ВАХ СД при температуре окружающей среды $T_{ср.} \approx 20°C$, в «холодном» состоянии. Затем СД нагревается в печи до температуры $T_п \leq 120°C$ и через 1 час работы при токе $1\,мА$ снимается спектр в «горячем» состоянии. Спустя ещё 1 час работы в этом же режиме печь и СД отключаются. После естественного охлаждения до температуры измерения повторяются в той же последовательности.

Кинетика спектров и ВАХ обнаружила интересные закономерности. Ниже приведены результаты для двух однотипных СД из одной партии. Наработка составила 44 часа для первого светодиода (СД1) и 38 часов для второго светодиода (СД2).

Спектр излучения состоял из двух пиков – синего с максимумом на длине волны $\lambda \approx 460\,нм$, и ИК с максимумом на длине волны $\lambda \approx 910\,нм$. Начальное отношение максимумов синего и ИК пиков равнялось 5 (рис.1). Мощность в синем пике диода СД1 оставалась постоянной в течение 4 часов, затем резко возрастала в 5 раз и в дальнейшем практически не изменялась. У СД2 начальный рост мощности в синем пике оказался слабее и не столь резким (рис. 2). Начальная мощность излучения СД2 в «горячем» состоянии $I^Г$ была на 10-15% ниже мощности излучения в «холодном» состоянии I^X. Отношение $\frac{I^Г}{I^X}$ для обоих пиков изменялось со временем немонотонно – резко падало в первые 4 часа наработки, затем за 2-4 часа возрастало, до начального значения, после чего медленно стремилось к 1, при этом для ИК пика оно меньше, чем для синего пика. Временная зависимость отношения мощностей ИК и синего пиков также оказалась немонотонной – резко росла в течение первых 4-6 часов, а затем практически линейно убывала со скоростью $0,0002\,ч^{-1}$ в «горячем» состоянии и $0,0001\,ч^{-1}$ в «холодном» состоянии.

ВАХ обоих СД имели типичный «диодный» вид и в полулогарифмическом масштабе состояли из трёх участков - низкотокового «рекомбинационного», среднетокового «диффузионного» и сильнотокового «омического». Но параметры ВАХ на этих участках оказались нетипичными. Коэффициенты неидеальности примерно вдвое превосходили таковые у обычных гомодиодов и при этом изменялись в процессе наработки. Токи насыщения обоих участков ВАХ также обнаружили временную зависимость. Все временные зависимости у СД1 и СД2 оказались противоположными. У СД1 рекомбинационный коэффициент неидеальности и логарифм рекомбинационного тока насыщения линейно растут со временем, а диффузионный коэффициент неидеальности и логарифм диффузионного тока насыщения после начального резкого падения практически не изменяются. У СД2, наоборот, рекомбинационный коэффициент неидеальности и логарифм рекомбинационного тока насыщения линейно убывают со временем, диффузионный же коэффициент неидеальности и логарифм диффузионного тока насыщения после начального резкого роста переходят в стадию

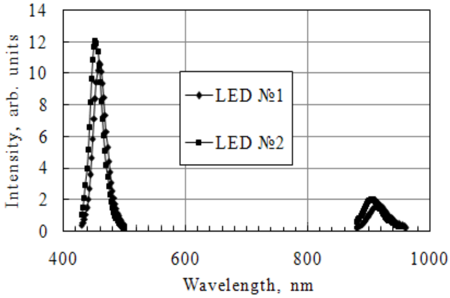


Рис. 1. Начальные спектры светодиодов.

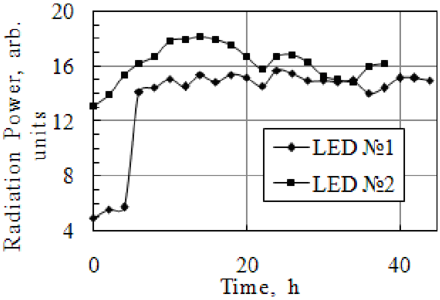


Рис. 2. Кинетика мощностей излучения светодиодов.

медленного линейного роста. Столь же противоположно поведение СД на омическом участке ВАХ. У СД1 в процессе наработки дифференциальное сопротивление испытывает начальный резкий и последующий медленный рост. У СД2 после начального резкого падения дифференциальное сопротивление остаётся практически неизменным.

Мощность излучения светодиода Φ пропорциональна току накачки J , внутреннему квантовому выходу η_i и коэффициенту вывода излучения η_{out} , $\Phi = \eta_{out}\eta_i J$. Поскольку измерения спектров производились при постоянном токе, деградация мощности излучения может быть обусловлена, прежде всего, уменьшением η_i . Причину его в случае InGaN связывают с распадом активной области на фазы, соответствующие границам области несмешиваемости системы InN-GaN [1]. Образовавшиеся узкозонные фазы служат центрами безызлучательной рекомбинации. Согласно теории Шокли-Рида-Холла, скорость безызлучательной рекомбинации пропорциональна плотности этих центров N_t . Наши данные по параметрам ВАХ указывают на нелинейное (по степенной или экспоненциальной зависимости) эффективное убывание N_t . Это необычное поведение ВАХ нуждается в дополнительном исследовании.

[1] Omkar Jani, Hongbo Yu, Elaissa Trybus, Balakrishnam Jampana, Ian Ferguson, Alan Doolittle, Christiana Honsberg. 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, 3-7 September 2007.

SPECTRA AND I-V CHARACTERISTICS KINETICS OF BLUE LEDS

S.S. Strelchenko, Y.P. Golovatiy, P.S. Zakharov, E.V. Prokolkin
Bauman Moscow State Technical University, Kaluga branch.
Bazhenov st., 2, 248000, tel. 74-21-80, e-mail:ftm@bmstu-kaluga.ru

Spectra and I-V characteristics of commercially available LEDs had been investigated at room and elevated temperatures. It had been shown drastically different behavior of LEDs from the same batch. Spectral and I-V characteristics of LED1 indicate on growth of recombination current and ideality factor, whereas internal quantum efficiency stays almost constant. But the same data of LED2 is in controversy with previous conclusion - recombination current and ideality factor decrease as radiation power decrease with time. There need further investigation to elucidate this problem.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНКИ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ ПРИ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ НИТРИДИЗАЦИИ САПФИРА

<u>Х.Ш-о. Калтаев</u>, Н.С. Сидельникова, С.В. Нижанковский, А.Я. Данько, М.А. Ром, М.В. Добротворская.
НТК “Институт монокристаллов” Национальной Академии Наук Украины.
Пр. Ленина, 60, 61001, Харьков, Украина.
тел. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Исследование эффекта трансформации приповерхностного слоя сапфира в фазы нитрида и оксинитрида алюминия при восстановительном отжиге в присутствии азота [1] показало возможность получения пленок нитрида алюминия новым способом - методом термохимической нитридизации сапфира [2]. Метод прост в реализации и позволяет при 1400 ºC получать на поверхности сапфира пленки нитрида алюминия толщиной 100-800 нм, характеризуемые полушириной кривой качания 0.5 º.

Предварительные исследования показали диффузионный характер образования пленки нитрида алюминия. В данной работе представлены результаты исследования восстановительных и диффузионных процессов, протекающих в сапфире при его нитридизации в восстановительной среде (N_2+CO). На основании термодинамических расчетов и анализа экспериментальных данных определены условия восстановления сапфира газообразным восстановителем, растворения в нем азота и образования в приповерхностном слое фазы нитрида алюминия. По изменению спектров поглощения сапфира под воздействием азотсодержащих восстановительных сред установлено, что в восстановительных условиях происходит растворение азота в сапфире, сопровождающееся дополнительным образованием F^+ - центров и центров окраски в области 300-400 нм.

Профиль распределения азота и кислорода по глубине образца свидетельствует о диффузионном механизме образования пленки нитрида алюминия, но присутствие азота и пониженное по сравнению с эталонным образцом сапфира содержание кислорода наблюдается на глубине, значительно превышающей толщину пленки, определенную рентгенографическим методом, т.е. пленка занимает не всю диффузионную толщину. Установлено также, что вблизи границы пленки наблюдается локальное увеличение концентрации кислорода.

На основании полученных результатов механизм образования пленки рассматривается происходящим в три этапа: образование высокой концентрации анионных вакансий в поверхностном слое корунда, насыщение его азотом по вакансионному механизму с образованием твердого раствора, при достижении в локальном объеме некоторой критической концентрации азота - распад пересыщенного раствора с выделением зародышей равновесных для данных условий фаз (AlON, AlN).

[1] Phase transformations at reduction of corundum / A. Y. Dan’ko, M. A. Rom, N. S. Sidel’nikova, Kh. Sh-o. Kaltaev, S. V. Nizhankovskiy, A. I. Fedorov // Functional Materials. – 2007.-14, № 4. 460-467.
[2] Obtainment of textured films of aluminum nitride by thermochemical nitridation of sapphire / Kh. Sh-o. Kaltaev, N. S. Sidel’nikova, S. V. Nizhankovskiy, A. Y. Dan’ko, M. A. Rom, P. V. Mateychenko, M. V. Dobrotvorskaya, A. T. Budnikov. // Semiconductors. - 2009, Vol. 43, № 12. – P. 1606–1609.

THE FEATURES OF THE ALUMINUM NITRIDE FILM FORMATION AT THE THERMOCHEMICAL NITRIDATION OF SAPPHIRE

<u>Kh.Sh-o. Kaltaev</u>, N.S. Sidel´nikova, S.V. Nizgankovskiy, A.Y. Danko, M.A. Rom, M.V. Dobrotvorskaya.
SSI “Institute for Single Crystals” NAS of Ukraine.
60 Lenin Ave, Kharkov, 61001, Ukraine.
phone. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Results of investigation of reducing and diffusive processes flowing in the sapphire at its nitridation in reducing media (N_2+CO) are presented. The dissolution of nitrogen in the sapphire under reducing conditions accompanied with additional formation of F^+-centers and centers of colouring at 300-400 nm is found. The mechanism of aluminum nitride film formation at the termochemical nitridation of sapphire is regarded.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ НИТРИДИЗАЦИИ САПФИРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГАЗООБРАЗНЫХ ВОССТАНОВИТЕЛЕЙ (CO, H_2)

Н.С. Сидельникова, М.А. Ром, Х. Ш-о. Калтаев, С.В. Нижанковский, А.Я. Данько.
Институт монокристаллов Национальной Академии Наук Украины.
Пр. Ленина, 60, 61001, Харьков, Украина.
тел. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Исследованы структурные и оптические характеристики пленок нитрида алюминия с ориентационными соотношениями: $(0001)AlN//(0001)Al_2O_3$ и $(0001)AlN//(11\bar{2}0)Al_2O_3$, полученные методом термохимической нитридизации сапфира [1, 2] при температуре 1400-1500 ºC. Пленки толщиной от 100 до 3000 нм характеризуются полушириной кривой качания <1º и шероховатостью R_a на уровне 3 нм (при исходной шероховатости поверхности сапфировой подложки 2 нм). Установлено, что структурные и оптические характеристики существенно зависят от условий получения пленки. Спектры оптического пропускания T(λ) полученных пленок AlN содержат полосы поглощения в интервале ≈250-600 нм (≈5,2-2,5 эВ), связанные с наличием в решетке AlN структурных дефектов (вакансий азота и кислорода в положении азота). Установлена корреляция интенсивности поглощения в области перечисленных дефектов и восстановительного потенциала среды, в которой была получена пленка. Пики, связанные с наличием данных структурных дефектов, наблюдаются и в спектрах рентгено- и термолюминесценции.

[1] Phase transformations at reduction of corundum / A. Y. Dan’ko, M. A. Rom, N. S. Sidel’nikova, Kh. Sh-o. Kaltaev, S. V. Nizhankovskiy, A. I. Fedorov // Functional Materials. – 2007.-14, № 4. – P. 460-467.
[2] Obtainment of textured films of aluminum nitride by thermochemical nitridation of sapphire / Kh. Sh-o. Kaltaev, N. S. Sidel’nikova, S. V. Nizhankovskiy, A. Y. Dan’ko, M. A. Rom, P. V. Mateychenko, M. V. Dobrotvorskaya, A. T. Budnikov. // Semiconductors. - 2009, Vol. 43, № 12. – P. 1606–1609.

STRUCTURAL AND OPTICAL CHARACTERISTICS OF ALUMINUM NITRIDE FILMS OBTAINED AT THE SAPPHIRE NITRIDATION USING GASEOUS REDUCTUNTS (CO, H_2)

N.S. Sidel′nikova, M.A. Rom, Kh.Sh-o. Kaltaev, S.V. Nizgankovskiy, A.Y. Danko.
SSI “Institute for Single Crystals” NAS of Ukraine.
60 Lenin Ave, Kharkov, 61001, Ukraine.
phone. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Structural and optical characteristics of aluminum nitride films with orientational relations: $(0001)AlN//(0001)Al_2O_3$ и $(0001)AlN//(11\bar{2}0)Al_2O_3$ obtained by the method of thermochemical nitridation of sapphire at temperature 1400-1500 ºC are investigated. It has been found that structural and optical characteristics significantly depend of the film obtaining conditions.

ПОРИСТЫЙ InP КАК ПОДЛОЖКА ДЛЯ ПЛЕНОК InN

***Я.О. Сычикова*[1], *В.В. Кидалов*[1], *Г.А. Сукач*[2]**

[1] Бердянский государственный педагогический университет, ул. Шмидта 4, 71118, Бердянск, Украина тел. +3(06153)46054, e-mail: V.V.Kidalov@mail.ru[1]

[2] Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарьова НАН Украины, Проспект Науки 41, 03028, Киев, Украина.

Нитрид индия обычно кристаллизуется в гексагональной решетке вюртцита (w-InN). Тонкие пленки получают катодным распылением или с помощью микроволновой газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на различные подложки (наилучшие результаты известны для подложек из гексагонального сапфира Al_2O_3).

В работе [1] впервые использовался пористый монокристалл GaAs в качестве „мягкой“ подложки для получения пленок GaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Свойства высококачественных пленок GaN полученных на пористых подложках GaAs методом радикало-лучевой эпитаксии представлены нами в работе[2].

В нашей работе рассмотрена возможность получения тонких пленок InN на пористых подложках InP методом радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии [3]. Главное отличие этого метода от традиционной эпитаксии в том, что один компонент поступает из газовой фазы (атомарный азот), а второй (индий) геттерируется из объема обрабатываемого кристалла. Вторая важная особенность радикало лучевой геттерирующей эпитаксии связана с распределением температуры в реакторе. Обрабатываемый кристалл находится в узкой зоне высокотемпературной части реактора, составляющей его малую часть, а температура остальной части его ниже. Такой температурный профиль приводит к удалению примесей из зоны роста в низкотемпературную часть реактора, что обусловливает высокую чистоту формируемых слоев.

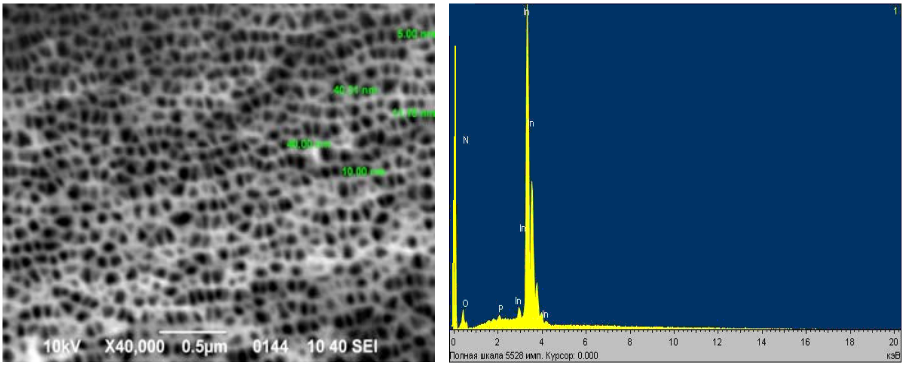
Образцы пористого фосфида индия выращивались методом анодного травления на подложке (100) сильнолегированного InP *n*-типа (концентрация примеси $2{,}3x10^{18}см^{-3}$). Монокристаллы фосфида индия были изготовлены в лаборатории компании «Molecular Technology GmbH» (Берлин). В качестве электролита использовался раствор 5% HCl. Катодом в электрохимической ячейке служила пластина платины. Эксперимент проводился при комнатной температуре в темноте. Перед экспериментом образцы очищались в толуоле и изопропаноле, после чего промывались в дистиллированной воде. Напряжение повышалось со временем со скоростью 1 В/мин до обнаружения величины порогового напряжения порообразования, которое в данном случае составило 3,5 В (t=3мин). После этого был выбран режим фиксированного напряжения, при котором образцы травились еще 2мин. Рис.1 (а) демонстрирует изображение морфологии пористого образца фосфида индия, полученного путем электролитического травления n-InP (100) в растворе соляной кислоты. На рисунке можно видеть упорядоченный ансамбль пор, который образовался на подложке из монокристаллического фосфида индия. Поры проросли по всей поверхности слитка. Размер пор составляет в среднем 40нм толщина стенок пор в среднем до 5 нм.

Для удаления поверхностных оксидов с поверхности пористого InP использовали тепловое очищение образцов в потоке особо чистого водорода, оптимальная температура для очищения оксидов In_2O, InO, PO_2, P_2O_3 составила 500-600°С, время – 20мин. Сразу после тепловой очистки без напуска атмосферного воздуха проводился отжиг в плазме азота.

Отжиг пористого InP в течение 2 ч в плазме азота проводился в установке радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии. В качестве источника азота использовался особо чистый аммиак. Расстояние между плазмой и обрабатываемым кристаллом регулировали магнитным полем, оптимальное расстояние составляло d = 2см.

Методом EDAX был установлен химический состав полученных пленок на пористых подлжках фосфида индия. Анализ этих результатов показал, что на поверхности при определенных технологических условиях образуется стехиометрическая пленка InN (Рис. 1(б)).

На поверхности пористого InP методами оже – спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, вторичнной ионной масс-спектроскопии было доказано образование пленок InN. По результатам оже-спектроскопии, толщина пленки InN составляла от 100 нм до 0,5 мкм в зависимости от технологических условий.



(а) (б)

Рис.1. Морфология пористого InP по результатам SEM (a); Химический состав поверхности пористого образца n-InP отожженного в потоке атомарного азота, полученный методом EDAX (b)

По результатам атомно-силовой микроскопии установлено, что если размер кристалитов пористой подложки InP меньше 100 нм, то происходит рост сплошной пленки InN в результате зарастания пор пористой подложки InP. Образующаяся в процессе отжига в потоке атомарного азота пленка InN, покрывает пористую подложку InP. Минимальное значение шероховатости пленки InN полученной на пористой подложке InP составило 25 нм.

[1] В.В. Мамутин, В.П. Улин. Письма ЖТФ, **25**(1), 3 (1999).
[2] V.V. Kidalov, G.A. Sukach. Phys stat. sol. (a), **202**(8), 1668(2005).
[3] V.V. Kidalov, G.A. Sukach. Journal of Luminescence, **102–103**, 712(2003).

POROUS InP AS SOFT SUBSTRATE FOR InN FILMS

***J. A. Suchikova* [1], *V.V. Kidalov*[1], *G. A. Sukach*[2]**

[1]Berdyansk State Pedagogical University, Str. Shmidta 4, Berdyansk, 71118, Ukraine.
phone. +3(06153)46054, e-mail: V.V.Kidalov@mail.ru
[2]V. Lashkaryov`s Institute of Semiconductor Physics NASU, Pr. Nauki41, 03028, Kiev.

For reduction of stress in heterostructure InN/InP it is offered to use porous substrates InP**.** The samples of porous InP were fabricated by an electrochemical method on n- type InP(100) in solution of 5 % HCl. The pore size of porous InP wase estimated by scanning electron microscope. Thin InN films has been grown on porous InP substrates by radical beam gettering epitaxy and their structural perfection has been assessed by energy dispersive X-ray analysis (EDAX), Auger electron and x-ray photoelectron spectroscopy.

СУБМИКРОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ InGaN/GaN СТРУКТУР

А.Ф.Коломыс[1]****, Е.А. Авраменко***[1]***, М.Я.Валах***[1]***, В.В. Стрельчук***[1]***, Е.В. Луценко***[2]***, В.Н. Павловский***[2]***, Г.П. Яблонский***[2]

[1] Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАН Украины,
пр. Науки, 45, 03028, Киев, Украина
тел. +38(044) 5256240, e-mail: kolomys@isp.kiev.ua;
[2] Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

InGaN/GaN гетероструктуры привлекают все больший интерес в связи с перспективами их использования для светодиодов сине-зеленой области спектра. Однако, большие флуктуации компонентного состава и упругих деформаций в InGaN эпитаксиальных слоях препятствуют эффективному их использованию.

Целью данной работы было исследование влияние пространственного распределения структурных неоднородностей в InGaN/GaN гетероструктурах на их оптические свойств. Структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии (MOCVD) на (0001)Al_2O_3 подложках. На толстый (1.8 мкм) буферный слой GaN осаждался $In_{0,257}Ga_{0,746}N$ слой толщиной 200 нм (T_p(InGaN) = 800°C, P(InGaN) = 50 mbar, TMIn/(TEGa+ TMIn) = 80%).

Спектры микро-ФЛ и микро-КРС измерялись при комнатной температуре с помощью спектрометра Horiba Jobin Yvon T64000 с конфокальным микроскопом (100x объектив) и регистрировались охлаждаемым CCD-детектором. Возбуждение спектров КРС и ФЛ осуществлялось Ar-Kr лазером ($\lambda_{возб}$ = 514,5 нм) с мощностью ≤ 1мВт. Лазерный луч фокусировался на образце в пятно диаметром ~0.5 мкм. Пространственное картографирование оптических спектров структуры обеспечивалось автоматизированным перемещением столика с шагом 0.1 мкм. Точность определения частоты фононной линии составляла 0,15 см$^{-1}$.

На рис.1,а приведены типичные спектры ФЛ InGaN/GaN гетероструктуры при комнатной температуре, полученные в разных точках образца вдоль линии длиной 20 мкм. Интенсивная и широкая полоса излучения с максимумом ≈690 нм (≈1,8 эВ) обусловлена экситонной рекомбинацией в InGaN квантовой яме (КЯ) гетероструктуры. Ее энергетическое положение определяется разницей энергий основного состояния размерного квантования для электронов в зоне проводимости E_{e1} и тяжелых дырок в валентной зоне E_{hh1} с поправкой на энергию связи экситона. При сканировании по поверхности образца обнаружены существенные изменения энергетического положения и полуширины линии экситонного излучения (рис.1,b). При этом максимальное изменение положения максимума полосы ФЛ составило ~35 мэВ.

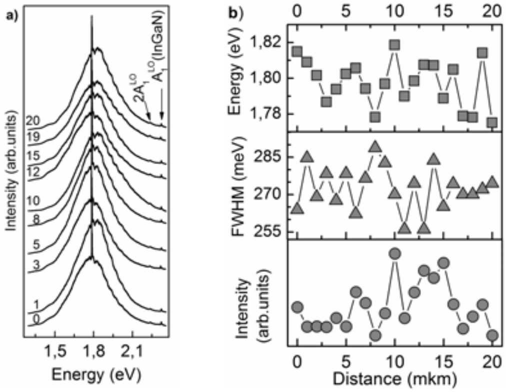


Рис. 1. а) – спектры ФЛ InGaN/GaN гетероструктуры, полученные при сканировании по поверхности образца вдоль линии в 20 мкм и б) соответствующие изменения параметров их линии излучения.

Наблюдаемые изменения полос излучения $In_xGa_{1-x}N$ КЯ (рис. 1,b) мы интерпретировали с учетом вкладов от неоднородного пространственного распределения компонентного состава и деформаций несоответствия параметров решетки в системе GaN-InN ($a_0/a \approx 4\%$), флуктуаций толщин квантовых ям и барьера. Эти неоднородности оптического излучения проявляются в изменении формы (положения) полосы излучения InGaN КЯ и обусловлены рекомбинацией экситонов локализованных в минимумах флуктуаций потенциала, образующих хвосты плотности состояний вблизи краев зон проводимости и валентной зоны.

Структурные свойства квантовых слоев InGaN/GaN структуры исследовались методом сканирующей конфокальной спектроскопии микро-КРС

На рис.2,а показаны спектры КРС InGaN/GaN структуры полученные в геометрии обратного рассеяния $Z(X, X+Y)\bar{Z}$, где Z – направлена вдоль c-оси вюрцитной структуры при E_{exc} = 2.41 эВ (514.0 нм). В этой геометрии эксперимента разрешенным является рассеяния на полярных A_1(LO) и неполярных E_2 оптических фононах. Полоса при ≈569,6 см$^{-1}$ (Γ = 2,8 см$^{-1}$) отвечает рассеянию на E_2^{high} (GaN) фононах GaN слоев структуры. Небольшой высокочастотный сдвиг частоты E_2^{high} (GaN) моды в сравнении с объемным GaN ($\omega^{bulk}(E_2^{high}(GaN))$ = 569 см$^{-1}$) обусловлен упругими напряжениями сжатия в InGaN слое (ε = -3,55×10^{-4}). Наблюдаются A_1^{LO}(InGaN) фононные полосы рассеяние первого второго порядка при ~704 и ~1392 см$^{-1}$ (рис.2.b). Резонансное увеличение интенсивности A_1^{LO}(InGaN) мод обусловлено близостью энергии кванта возбуждения к энергии реальных электронных переходов в InGaN слое, которые образовываются вследствие структурных разупорядочений и флуктуаций компонентного состава.

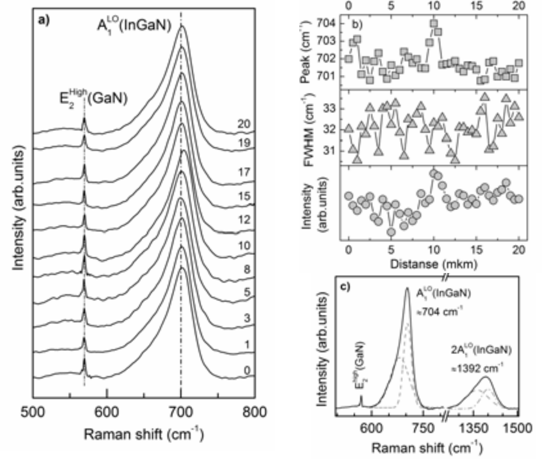


Рис. 2. а) - спектры КРС InGaN/GaN структуры, полученные при сканировании по поверхности образца вдоль линии в 20 мкм; б) соответствующие изменения параметров A_1^{LO}(InGaN) моды. (с) - резонансный спектр КРС InGaN/GaN структуры первого и второго порядка.

Зарегистрированное несовпадение на 16 см$^{-1}$ частотного положения $2A_1^{LO}$(InGaN) моды от удвоенной частоты A_1^{LO}(InGaN) моды интерпретировано разным резонансным усилением от областей с отличающимся компонентным составом InGaN твердого раствора. Этот вывод подтверждает моделирование LO фононной линии двумя лоренцовскими кривыми при ~704 см$^{-1}$ (Γ ≈ 23 см$^{-1}$) и ~681 см$^{-1}$ (Γ ≈ 54 см$^{-1}$). Полученные частоты A_1^{LO} (InGaN) моды отвечают концентрация x в $In_xGa_{1-x}N$ слое равной 21±1% и 37±1%. Следует отметить, при сканировании вдоль линии в 20 мкм с шагом 0,2 мкм (рис. 2,с) частота E_2^{high} (GaN) моды не изменяется. Существенное изменение интенсивности и полуширины A_1^{LO}(InGaN) моды (рис.2,с) интерпретировано субмикронными флуктуациями компонентного состава в ≈ 2,5 %.

SUBMICRON OPTICAL SPECTROSCOPY OF SPATIAL UNIFORMITIES OF InGaN/GaN STRUCTURES

O.F. Kolomys[1]*, ***V.V. Strelchuk***[1], ***K.A. Avramenko***[1], ***M.Ya. Valakh***[1], ***E.V. Lutsenko***[2], ***V.N. Pavlovskii***[2], ***G.P. Yablonskii***[2]
[1] Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Ave. Nauky 45, 03028 Kyiv, Ukraine
tel. +38(044) 5256240, e-mail: kolomys@isp.kiev.ua;
[2] B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, 68 Nezalezhnasti Ave., 220072 Minsk, Belarus

Scanning confocal Raman and Photoluminescence spectroscopy was applied to study spatial indium distribution and structural perfection of $In_xGa_{1-x}N$/GaN structures at the microscale. The observed significant change of intensity, half-width and maximum of exciton emission bands and phonon bands of InGaN layer was interpreted by submicron fluctuations of the component composition.

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА AlN, GaN, InN ПОД ДАВЛЕНИЕМ: РАСЧЕТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

А.В. Кособуцкий
Кемеровский государственный университет. Красная, 6, 650043, Кемерово
тел. +7(3842)583195, e-mail: kosobutsky@kemsu.ru

Современная эпитаксиальная технология выращивания тонких пленок нитридов использует подложки из сапфира или карбида кремния, а также других материалов, постоянные решетки которых сильно отличаются от постоянных решеток объемных нитридов, что обуславливает появление сжимающих или растягивающих напряжений в выращенных пленках. Добавочные двухосные и гидростатические напряжения возникают из-за разности коэффициентов теплового расширения подложки и пленки и вследствие наличия собственных дефектов структуры кристаллов A^3N (A = Al, Ga, In). Поэтому изучение влияния давления и напряжений на структурные и электронные параметры A^3N в настоящее время представляет большой интерес, который дополнительно стимулируется возможностью применения гетероструктур на основе нитридных материалов для изготовления сенсоров давления и температуры.

В данной работе систематически исследовано влияние на величины структурных параметров решетки, длины валентных связей и энергии зонной структуры соединений wz-A^3N со структурой вюрцита следующих факторов:

1) внешнего гидростатического давления, 2) одноосной деформации растяжения и сжатия вдоль гексагональной оси *c* при учете релаксации кристаллической решетки вдоль оси *a*, 3) двухосной деформации растяжения и сжатия в плоскости основания элементарной ячейки (0001) при учете релаксации кристаллической решетки вдоль оси *c*.

Исследования проводились на основании расчетов из первых принципов в рамках теории функционала плотности с использованием базиса плоских волн и метода псевдопотенциала. При всех деформациях в расчетах полностью учитывалась релаксация атомных позиций, разрешенная по симметрии структурой вюрцита, путем определения новых положений равновесия атомов, соответствующих минимуму полной энергии кристалла. Оптимизация атомных позиций велась с применением эффективного алгоритма BFGS. Выполненная оптимизация структурных параметров данных соединений в основном электронном состоянии дала теоретические значения структурных параметров кристаллической решетки, отличающихся от экспериментальных данных в пределах всего лишь нескольких десятых долей процента. Достаточно близки также к опытным данным расчетные величины модулей объемной упругости и упругих постоянных. Такая близость теории и эксперимента предоставляет возможность выполнить моделирование зависимости структурных параметров от давления на высоком уровне точности. Как известно, при нормальных условиях и при низких давлениях нитриды кристаллизуются в структуру вюрцита, при повышении давления происходит фазовый переход в структуру каменной соли NaCl. Существует большой разброс экспериментальных данных по величине давления этого перехода. Для определения границ расчетов на первом этапе настоящей работы были выполнены вычисления зависимости энтальпии от давления H(P) для конкурирующих структур трех типов – вюрцита, сфалерита и каменной соли, которые показали, что энергетически наиболее выгодной в основном состоянии является структура вюрцита, тогда как структура сфалерита является метастабильной. По полученным данным, выигрыш в энергии на 1 формульную единицу при переходе от структуры сфалерита к структуре вюрцита составляет 46 мэВ для AlN, 11 мэВ для GaN и 21 эВ в случае InN. Насколько энергетически невыгодна при обычных условиях структура NaCl (rs-A^3N), можно судить по разности полных энергий (на 1 формульную единицу) кристаллов rs-A^3N и wz-A^3N: 233 мэВ (AlN), 909 мэВ (GaN) и 360 мэВ (InN). Ситуация меняется с ростом давления. Из сравнения зависимостей H(P) было определено, что при повышении давления кривая энтальпии структуры NaCl опускается ниже кривой энтальпии структуры вюрцита, что соответствует фазовому переходу из структуры вюрцита в структуру NaCl. Определенные давления Pt этого фазового перехода имеют значения: 9.4 ГПа (AlN), 44.0 ГПа (GaN) и 10.8 ГПа (InN). Поскольку кривая H(P) для zb-A^3N лежит по энергии немного выше по сравнению с wz-A^3N, то давления фазового перехода из структуры сфалерита в структуру каменной соли несколько ниже: 7.4 ГПа (AlN), 43.1 ГПа (GaN) и 10.1 ГПа (InN). Полученные значения Pt достаточно близки к имеющимся экспериментальным данным 13-20 ГПа (AlN); 37, 47-52 ГПа (GaN) и 10, 12, 23 ГПа (InN). Таким образом, расчеты подтверждают наибольшую структурную устойчивость соединения с Ga относительно гидростатического давления.

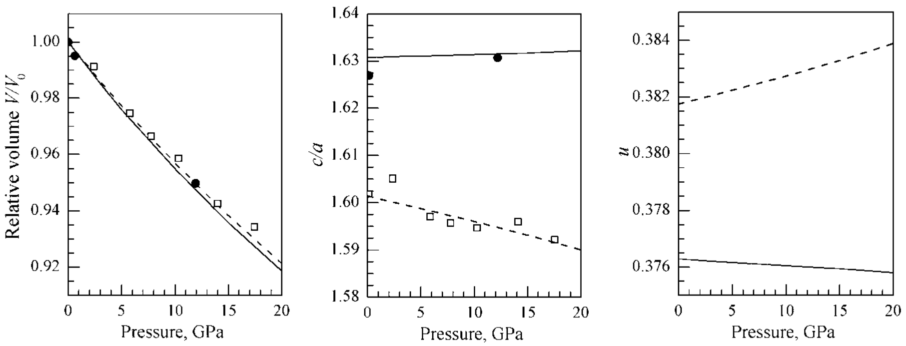


Рис.1. Изменение объема элементарной ячейки V/V_0, отношения постоянных решетки c/a и величины параметра u кристаллов GaN (сплошная линия) и AlN (пунктирная линия) со структурой вюрцита под действием гидростатического давления. Квадраты и кружки – экспериментальные данные [1] и [2].

Для анализа зависимости параметров решетки от приложенных напряжений была проведена оптимизация атомных позиций при гидростатических давлениях до 10-20 ГПа для AlN, InN и 40 ГПа (GaN), а также при положительных и отрицательных одноосевых давлениях и двухосных напряжениях в базальной плоскости в диапазоне от -10 до 10 ГПа для всех рассмотренных соединений. Часть полученных результатов для кристаллов AlN и GaN приведена на рис. 1.

С ростом гидростатического давления происходит почти линейное уменьшение объема элементарной ячейки, что хорошо согласуется с опытными данными [1, 2]. При этом заметна разница между AlN и GaN в поведении отношения параметров кристаллической решетки $\gamma = c/a$ и внутреннего параметра u, характеризующего относительное смещение катионной и анионной подрешеток. В идеальной структуре вюрцита $\gamma = 1.633$ и $u = 0.375$. При отсутствии внешнего давления из трех рассмотренных соединений к идеальным значениям наиболее близки параметры GaN и наименее – AlN, что обусловлено отличиями в характеристиках химической связи этих кристаллов. При повышении давления GaN стремится сохранить величину γ почти неизменной, довольно слабо меняется также и значение u. Нитрид Al, напротив, демонстрирует заметное уменьшение c/a на фоне равномерного роста u, что говорит о больших деформациях тетраэдров AlN_4, образующих структурную основу данного соединения. Именно с этим связано сравнительно низкое давление фазового перехода AlN из структуры вюрцита в структуру каменной соли.

Выполненные в данной работе исследования могут быть полезны при оценках напряжений, возникающих в процессе роста или обработки нитридных материалов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-90728-моб_ст.

[1] M. Ueno et al. Phys. Rev. B, **45**, 10123 (1992).
[2] M. Ueno et al. Phys. Rev. B, **49**, 14 (1994).

STRUCTURAL PROPERTIES OF AlN, GaN AND InN UNDER PRESSURE: AB INITIO CALCULATIONS

A.V. Kosobutsky
Kemerovo State University. Krasnaya, 6, 650043, Kemerovo
phone. +7(3842)583195, e-mail: kosobutsky@kemsu.ru

Within density functional theory the structural parameters of the wurtzite crystals AlN, GaN and InN have been calculated under applied hydrostatic pressure as well as tensile and compressive uniaxial and biaxial stress. The calculated ground state properties such as equilibrium lattice constants *a*, *c* and *u*, bulk moduli and their pressure derivatives as well as elastic constants are in very good agreement with experimental data. From the calculated enthalpies a phase transition from the wurtzite to rock-salt structure is predicted to be at 9.4 GPa for AlN, 44.0 GPa for GaN and 10.8 GPa for InN. Obtained graphs of structural parameters dependencies on pressure and stresses show remarkably different pressure behaviour between Al and Ga-containing compounds. Some results are depicted in Fig. 1. The data obtained can be helpful in analysis of experimental data.

АНИЗОТРОПИЯ ДЕФОРМАЦИЙ И ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ В а-СЛОЯХ GaN И InN НА r-САПФИРЕ

<u>Р.Н. Кютт*</u>, В.В. Ратников, М.П. Щеглов, В.Ю. Давыдов, М.А. Яговкина

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул..Политехническая 26, 194021,
С-Петербург, Россия тел. 515-92-38, e-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru;

Исследование III-N эпитаксиальных структур (ЭС), выращенных в неполярных направлениях, вызывает повышенный интерес в связи с возможностью получения структур без сильной встроенной спонтанной поляризации, характерной для ЭС с осью роста [0001]. Исследование напряжений и их релаксации в таких ЭС как при температуре роста, так и при их последующем охлаждении до комнатной температуры является важной задачей. В сравнении с ЭС, выращенными на базовой плоскости (0001) сапфира, поведение напряжений и их релаксация в *a* - ЭС III-нитридах на r-сапфире носит более сложный характер из-за различия в степени несоответствия параметров решетки и коэффициентов температурного расширения ЭС и сапфира в разных направлениях в плоскости роста образцов, а также механизма релаксации возникающих напряжений. Следует ожидать также появление анизотропии в азимутальном распределении дислокаций в слоях. В настоящей работе приводятся результаты измерения напряжений и деформаций в *a* –GaN и *a* - InN, а также особенностей распределения дислокационной структуры в ЭС с различными буферными слоями методами двух- (ДКД) и трехкристальной (ТКД) рентгеновской дифрактометрии.

Исследовались 3 образца *a*-InN $(11\bar{2}0)$ на r-грани сапфира $(10\bar{1}2)$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для 2-х образцов на r- сапфире вначале выращивался тонкий низкотемпературный буферный слой LT InN (T = 350° C), затем или непосредственно на этом буфере (образец #1), или на выращенном на нем дополнительном тонком слое AlN (образец #2) выращивался слой InN толщиной 1.2 μm ($T_{рост}$ = 500° C). Образец #3 толщиной 1.0 μm был выращен на буфере AlN (0.1 μm) + GaN (0.3 μm).

Три образца *a* –GaN выращивались на r- грани сапфира методом газофазной эпитаксии с тонким (0.1 мкм) буферным слоем AlN. Толщина всех слоев была около 4 мкм. О напряжениях в ЭС судили по измерениям на ДКД радиуса кривизны образцов R. Анализ напряжений и деформаций проводился в рамках теории упругости для *ex situ* ЭС. Из полученных данных оценивалась степень релаксации напряжений несоответствия при температуре роста.

Определение параметра решетки проводилось на ТРС с использованием симметричных рефлексов Брега (11-20) и Лауэ (0002) и (1-100). Анализ полуширин этих же рефлексов для θ – и (θ-2θ)- мод сканирования проводился при помощи построений Вильямсона-Холла и давал значения локальных деформаций <ε> и разориентаций <ω> и размер областей когерентного рассеяния.

Все измерения проводились вдоль 2-х взаимно перпендикулярных направлений, лежащих в плоскости поверхности образца – [0001] (ось *c*) и $[1\bar{1}00]$ (ось *m*).

Найдено, что для исследованных ЭС имеют место эпитаксиальные соотношения: $[1\bar{1}00]_{GaN,InN}$ || $[11\bar{2}0]_{сапфир}$ и $[0001]_{GaN,InN}$ || $[\bar{1}101]_{сапфир}$, характерные для эпитаксиальной ориентации 3-нитридов на r – сапфире. Таким образом, полярная ось *c* лежит в плоскости поверхности образцов.

<u>Остаточные деформации</u>. Измерения показали, что для образцов *a*-InN #1 и #2 и всех образцов *a* –GaN изгиб вдоль направления $[1\bar{1}00]$ – выпуклый, а вдоль [0001] – вогнутый. Для всех образцов и выбранных направлений изгиб однородный. Отсюда следует, что вдоль $[1\bar{1}00]$ направления действуют сжимающие напряжения и вдоль [0001] - растягивающие. В то же время для образца a-InN #3 в обоих направлениях изгиба нет. Расчет напряжений $\sigma_{<a,c>}$ проводился по формуле Стоуни, и из полученных значений рассчитывались остаточные деформации вдоль лежащих в плоскости образца направлений *a* и *c*, а также вдоль нормали к поверхности роста.

В результате показано заметное снижение остаточных напряжений в a-InN при введении буферного слоя AlN (обр #2): сжимающие напряжения вдоль $[1\bar{1}00]$ в 3 раза меньше в сравнении с образцом #1 (только LT InN- буфер), а растягивающие напряжения вдоль [0001] снижаются более, чем на порядок. Деформация по нормали к поверхности (вдоль [11-20]) в обоих образцах положительна, но также более чем в 5 раз ниже для образца со слоем AlN. В то же время рост *a*-InN на буферном слое AlN + GaN дает образцы без макроизгиба, т.е. без остаточных напряжений.

Для ***a***-GaN наблюдается аналогичная анизотропия деформаций: сильные сжимающие напряжения вдоль $[1\bar{1}00]$ (деформация ~ $-4*10^{-3}$) и очень слабые – вдоль [0001] (деформация $\varepsilon_c = -0.2\text{-}0.9*10^{-4}$). Макроформа образцов *a*-GaN – цилиндр с осью [0001] и радиусом ≈ 1.3 м.

Анизотропия дефектной структуры. Анализ уширения дифракционных пиков как в брэгговской, так и в Лауэ-геометрии указывает на характерное для большинства пленок AIII-нитридов существование большой плотности прорастающих вертикальных дислокаций краевого и винтового типа. Однако кроме этого слои характеризуются и большой плотностью горизонтальных дислокаций.

Для всех образцов *a*-GaN и для слоев *a*-InN, выращенных с буферным слоем AlN, наблюдается анизотропия дефектной структуры параллельно поверхности – уширение дифракционной картины больше в направлении $[1\bar{1}00]$ по сравнению с [0001]. Отсюда следует, что линии горизонтальных фрагментов дислокаций краевого типа имеют преимущественное направление [0001]. Из графиков Вильямсона-Холла следует, что как само уширение дифракционных пиков, так и его анизотропия не связаны с конечными размерами блоков.

Из карт распределения интенсивности (рис.1) следует, что для образцов InN с буферными слоями доминирующими являются прорастающие вертикальные дислокации (контуры вытянуты в направлении, почти параллельном поверхности). А образец без буфера характеризуется хаотическим распределением дислокаций (контуры вытянуты по нормали к вектору дифракции).

Слои a-GaN характеризуются меньшей плотностью дислокаций по сравнению со слоями a-InN. Из последних наиболее совершенным является слой, выращенный на двойном буферном слое GaN-AlN, для него плотность дислокаций оценивается в рамках $4*10^9 - 2*10^{10}$ см$^{-2}$ для разных ансамблей дислокаций.

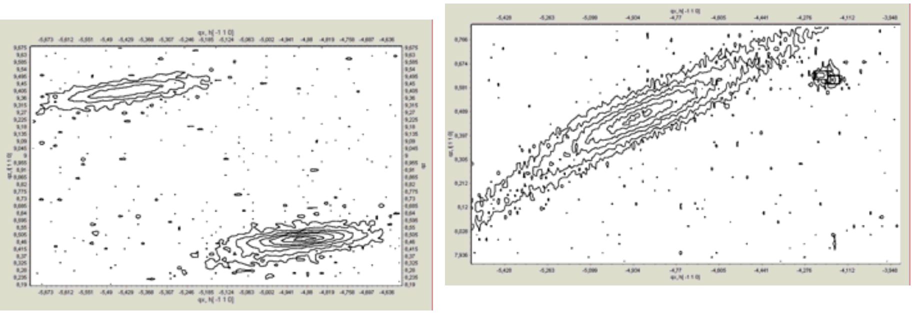


Рис. 1. Распределение интенсивности для асимметричного отражения $30\bar{3}0$ (ось c нормальна к плоскости дифракции) для образцов 3 (a) и 1 (b) структур с *a*-InN.

ANISOTROPIC STRAINS AND DEFECT STRUCTURE IN a- EPITAXIAL LAYERS InN AND GaN ON R-SAPPHIRE

R.N.Kyutt, V.V.Ratnikov, M.P.Scheglov, V.Yu.Davydov, M.A.Yagovkina
Ioffe Physico-Technical Institute RAS, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg, 194021, Russian Federation
phone. 515-92-38, e-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru;

The stresses, strains and dislocation structure are studied in epitaxial layers of *a*-InN and *a*-GaN on *r*-sapphire. The analysis is based on curvature and diffraction curve widths measurements at X-ray diffractometer. In-plane anisotropy of the strains and a defect structure is revealed. For structures with *a*-GaN layers, the compressive stress along [1-100] and the weak tensile stress along [0001] are observed. The samples *a*-InN have the same anisotropy with larger tensile stress along *c*-axis. The stress level becomes lower as the thin AlN layer is added for InN layer. A broadening of a diffraction pattern is larger in m-direction than in c-direction that indicates non uniform distribution of horizontal dislocations.

УЛЬТРАЯРКИЕ СИНИЕ И УФ СВЕТОДИОДЫ В КОСМОМИКРОФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Б.К. Лубсандоржиев[1]****, Е.Э. Вятчин***[1]***, Б.А.М. Шайбонов***[1]***.***
[1]Институт ядерных исследований РАН. Пр-т 60-летия Октября 7а, 117312, Москва,
тел. +7(499)1350585, e-mail: lubsand@inr.ac.ru;

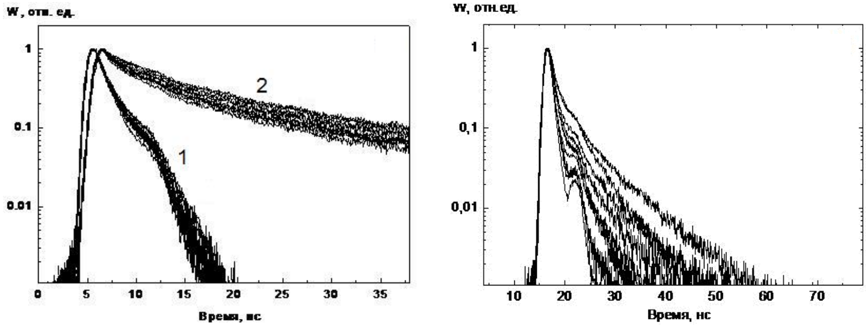
Появление ультраярких синих светодиодов в начале 1990-х годов открыло новую эру в разработках наносекундных источников света для калибровочных систем различных ядерно-физических экспериментов. Особое место такие светодиоды занимают в космомикрофизических экспериментах, где такие светодиоды применяются исключительно широко.

Для тестовых и калибровочных измерений в космомикрофизических экспериментах (Байкальский нейтринный эксперимент, черенковский эксперимент по изучению первичного космического излучения ТУНКА, эксперимент по поиску двойного безнейтринного бета распада GERDA и др.) нами была разработана серия наносекундных источников света на основе синих, фиолетовых и ультрафиолетовых ультраярких светодиодов. На сегодняшний день существуют два типа наиболее эффективных формирователей импульсов запуска светодиодов, обеспечивающих мощные и быстрые световые импульсы. Первый из них основан на разряде конденсатора через комплементарную пару быстродействующих транзисторов. Максимальный световыход составляет $10^6 \div 10^8$ фотонов в импульсе при использовании ультраярких ультрафиолетовых, синих и зеленых светодиодов. При этом длительность выходных импульсов составляет ~ 0,7÷2,7 нс [1].

Для получения большего световыхода источников приходится использовать формирователи на лавинных транзисторах. На базе лавинных транзисторов и ультраярких синих светодиодов удается создать источники световых импульсов с числом фотонов в импульсе 10^9 и длительностью импульса 1÷2 нс. При использовании ультраярких светодиодов NICHIA, KINGBRIGHT, G-nor, YolDal и др. (например, NSPB500S, L-53NBC, GNL3014BC и YM-BV5S15N) с такими формирователями импульсов запуска удалось разработать мощные, стабильные источники световых импульсов наносекундной длительности с частотой повторения импульсов от одиночных импульсов и вплоть до 10 МГц. Исследования долговременной стабильности таких источников света показывают, что интенсивность и длительность световых импульсов источников практически не изменяются при полном числе импульсов источника $\sim 10^{10}$ и выше, при этом уровень флуктуаций световыхода источников не превышает 1% [2]. Температурный коэффициент изменения световыхода источников в диапазоне температур -5÷+50°С составляет ~(0,14÷0,18)%/°С. Длительность же световых импульсов источников остается практически неизменной в этом температурном диапазоне [3].

С помощью формирователя импульсов запуска на лавинных транзисторах была исследована кинетика свечения более 2500 образцов ультраярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов различных марок при прохождении через них наносекундных импульсов тока с амплитудой ~2,2 А. Следует отметить, что при таких больших импульсных токах в спектрах излучения ультраярких синих светодиодов появляется быстрая коротковолновая компонента, а в ультрафиолетовых светодиодах, например NSHU590 фирмы NICHIA, - медленная длинноволновая компонента с постоянной времени высвечивания ~4-5 мкс [3].

На рис. 1а и б показаны наиболее типичные формы световых импульсов ультраярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов, измеренные методом счета коррелированных во времени фотонов [4]. Световые импульсы этих светодиодов имеют самые разнообразные формы. Даже среди светодиодов одной марки выделяются группы светодиодов, демонстрирующие совершенно разную кинетику свечения, например, светодиоды NSPB500S фирмы NICHIA, рис. 1а. Как видно из рисунка, четко выделяются две группы светодиодов этой марки – с быстрой и медленной кинетикой свечения. Причем, эти две группы различаются временем их изготовления. Первая, быстрая, группа была приобретена нами до 1997 года, а вторая, медленная, после 2000 года. Кинетика свечения светодиодов первой группы характеризуется наличием только одной быстрой компоненты. Наличие "горба" в правой части импульса объясняется обратно отраженными фотоэлектронами фотоэлектронного умножителя [5], использующегося в измерительной системе, и не имеет отношения к кинетике свечения светодиодоа. Еще большее разнообразие кинетики свечения показывают светодиоды GNL3014BC, среди которых выделены образцы с самой быстрой кинетикой свечения: длительность световых импульсов источников на их основе составляет <1 нс при световыходе источников $\sim 10^9$ фотонов в импульсе, при этом медленная компонента у этих светодиодов отсутствует полностью.



(a) (b)

Рис.1. Кинетика свечения ультраярких синих светодиодов при прохождении импульсов тока амплитудой 2,2 А наносекундной длительности: (а) NSPB500S, 1 – светодиоды, произведенные до 1997 года, 2 – произведенные после 2000 года; (б) GNL3014BC G-nor.

Объединение светодиодов в матрицы позволяет значительно увеличить световыход источников света. При этом возможно два варианта – а) для каждого светодиода в матрице используется свой формирователь импульсов запуска; и б) все светодиоды матрицы запускаются от одного формирователя запуска. В обоих случаях тонкой регулировкой параметров формирователей импульсов запуска и тщательным подбором светодиодов с близкими параметрами удается достичь хорошего уровня одновременности срабатывания светодиодов матрицы. Удается также достичь высокой степени идентичности кинетики свечения индивидуальных светодиодов матрицы. Форма светового сигнала всей матрицы практически не отличается от форм сигнала отдельных светодиодов матрицы. При использовании матриц светодиодов световыход источников достигает ~ 10^{10}-10^{11} и более фотонов в импульсе, при этом длительность импульсов остается такой же, как у отдельных светодиодов матрицы – 1÷2 нс. Применение светодиодов высокой мощности, например LUMILED LXHL-NB98 или Cree XLamp, позволяет получить источники с числом фотонов в импульсе ~10^{12} и более при длительности импульса ~5 нс (FWHM).

[1] B.K.Lubsandorzhiev, Y.E.Vyatchin, Journal of Instrumentation. 2006. 1. T06001.
[2] Б.К.Лубсандоржиев, Е.Э.Вятчин, Приборы и Техника Эксперимента. 2004. N.4. C.80.
[3] Е.Э.Вятчин, Кандидатская диссертация. Москва ИЯИ РАН. 2006. 167с.
[4] W.Becker, Advanced Time-Correlated Photon Counting Techniques, Dortmund: Springer, 2006.
[5] B.K.Lubsandorzhiev et al., Nuclear Instruments and Methods A. 2006. P.12.

ULTRA BRIGHT BLUE AND UV LEDs IN ASTROPARTICLE PHYSICS EXPERIMENTS

B.K. Lubsandorzhiev*[1]*, Y.E. Vyatchin[1], B.A.Jr. Shaibonov[1]
[1]Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences.
Pr-t 60-letiya Oktyabrya, 7a, 117312, Moscow,
phone. +7(499)1350585, e-mail: lubsand@inr.ac.ru;

The advent of ultra bright blue, violet and UV LEDs based on InGaN structures opened new era in the developments of nanosecond light sources for calibration systems of astroparticle physics experiments. With special drivers it is possible to cover using just a single piece of such LED a rather big range in light pulses amplitude staying still in a few nanosecond time domain. It is shown that one can reach the light yield of up to 10^{10}-10^{11} photons per pulse with emission maximum at 450-470 nm and pulse width 1-2 ns. For this purpose it's important to select LEDs with fast light emission kinetics. Unfortunately LEDs temporal behavior varies very much. Even LEDs of the same type can differ very much in their light emission kinetics, e.g. NSPB500S from NICHIA. Only a small portion of ultra bright LEDs available in the market has really fast light emission kinetics. The fastest LEDs provide light sources with 1-2 ns width and 10^{10}-10^{11} photons per pulse. High power LEDs like LUMILED LXHL-NB98 или Cree XLamp allow to increase light yield of such sources up to 10^{11} or even higher photons per pulse and ~5 ns width.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЯДЕРНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.Я. Поляков[1*], Н.Б. Смирнов[1], А.В. Говорков[1], А.В. Марков[1], Н.Г. Колин[2], А.В. Корулин[2], Д.И. Меркурисов[2], В.М. Бойко[2], S.J. Pearton[3]
[1]ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер. д5А, 119017 г. Москва, тел.: +7(495)9518086,
e-mail: aypolyakov@gmail.com
[2]ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», г. Обнинск, Калужская область, 249033, Киевское ш. 109 км.,
[3]Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA

Ядерное легирование полупроводниковых материалов при взаимодействии с тепловыми нейтронами – хорошо изученный и широко практически используемый процесс. К его преимуществам относятся высокая однородность легирования и практически полное отсутствие влияния анизотропии вхождения легирующей примеси, которая является серьёзным фактором в других методах легирования. Эти преимущества могли бы быть полезны и при легировании слоёв и кристаллов нитрида галлия. Для этого материала возможность ядерного легирования основывается на превращении под действием тепловых нейтронов ядер галлия в ядра германия – мелкого донора в GaN. Концентрация введённых доноров (атомов германия) может быть с высокой точностью оценена из известного сечения взаимодействия тепловых нейтронов с галлием, плотности атомов галлия в материале, плотности потока нейтронов и времени облучения. Для нитрида галлия пересчётный коэффициент, позволяющий рассчитать концентрацию доноров (введенных атомов германия) из известного потока тепловых нейтронов, составляет около 0.13 см$^{-1}$. Основной сложностью при ядерном легировании нитрида галлия по сравнению с другими полупроводниками является очень высокая термическая стабильность радиационных дефектов, введённых в материал быстрыми нейтронами.

В данной работе была проверена возможность ядерного легирования нитрида галлия небольшими концентрациями доноров около 10^{16} см$^{-3}$, а также изучены процессы образования радиационных дефектов и их отжига в образцах, подвергнутых облучению большими дозами нейтронов. В качестве образцов были использованы толстые (около 4 мкм) нелегированные плёнки, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. Концентрация остаточных доноров в объёме плёнки была менее 10^{15} см$^{-3}$, а вблизи сапфировой подложки была порядка 10^{17} см$^{-3}$, так что вольтфарадные характеристики показывали полное обеднение образца вплоть до интерфейсного слоя, а холловские измерения давали эффективную концентрацию электронов около 8×10^{14} см$^{-3}$. В спектрах глубоких центров наблюдались две электронные ловушки с энергиями активации 0.25 эВ и 0.6 эВ и концентрациями, соответственно, 2×10^{12} см$^{-3}$ и 5×10^{12} см$^{-3}$. После облучения дозой тепловых нейтронов 1.5×10^{17} см$^{-2}$ (доза по быстрым нейтронам 1.5×10^{17} см$^{-2}$) образец стал высокоомным. Отжиг при 800°С восстановил n-тип проводимости, но концентрация электронов в соответствии с ВФХ измерениями составляла уже 3×10^{16} см$^{-3}$, что близко к ожидаемой концентрации германиевых доноров, образованных при ядерном легировании. Однако полного отжига радиационных дефектов при этой температуре не произошло, эффективная подвижность электронов была очень мала, 63 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$, а в спектрах РСГУ наблюдались пики «неправильного» знака, связанные с большим последовательным сопротивлением диода, а также сильные сигналы от глубоких электронных ловушек 0.9 эВ и 1 эВ, связанных с радиационными дефектами. Отжиг при температуре 900°С и 1000°С увеличил подвижность до, соответственно, 125 см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$ и 160 см^{2}В$^{-1}$см$^{-1}$ и привёл к уменьшению концентрации глубоких радиационных дефектов. Таким образом, ядерное легирование позволяет в принципе получать образцы нитрида галлия с умеренной концентрацией доноров.

При облучении большими дозами нейтронов (около 10^{18} см$^{-2}$) образцы становились высокоомными, а уровень Ферми в них был закреплён вблизи E_c-0.9 эВ. При ещё более высоких дозах нейтронов сопротивление плёнок проходило через максимум и далее слабо менялось. В таких образцах температурная зависимость сопротивления имела малую энергию ионизации 0.4-0.5 эВ и носила прыжковый характер. Облучение такими большими дозами сопровождалось заметным увеличением параметра решётки. Отжиг при температурах около 500°С сильно увеличивал сопротивление образцов, а энергия активации проводимости вновь становилась близка к 0.9 эВ. Однако даже после отжига при 1000°С эффективного донорного легирования всё ещё не наблюдалось из-за сильной компенсации проводимости радиационными дефектами, преимущественно разупорядоченными областями. Эти результаты показывают, что ядерное легирование на высокие концентрации доноров для нитрида галлия связано с большими трудностями.

Работа выполнялась при поддержке гранта МНТЦ №3870.

DONOR DOPING OF GaN BY NUCLEAR TRANSMUTATIONS AND THE INFLUENCE OF RADIATION DEFECTS

A.Y.Polyakov[1]*, N.B. Smirnov[1], A.V. Govorkov[1], A.V. Markov[1], N.G. Kolin[2], A.V. Korulin[2], D.I. Merkurisov[2], V.M. Boiko[2], S.J. Pearton [3]
1.Institute of Rare Metals, B.Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow; phone: +7(495)9518086,
e-mail:aypolyakov@gmail.com
2. Karpov Institute of Physical Chemistry, Obninsk, Kaluga region, 249033, Kiev Highway, 109th km,
e-mail: ngkolin48@mail.ru
3. Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA

Nuclear donor doping effects were studied for undoped n-GaN films. It was shown that such donor doping based on nuclear transmutation of Ga into Ge, shallow donors in GaN, is feasible for moderate doping densities of about 10^{16} cm^{-3} if the samples are subjected to thermal annealing at high temperature of 1000°C. For higher doses the conductivity recovery after irradiation proves very difficult because of the difficulties with annealing of radiation defects compensating the samples. The samples irradiated with a mixture of fast and thermal neutrons with the dose of fast neutrons around 10^{18} cm^{-2} had a very high resistivity with the Fermi level pinned near E_c-0.9 eV. For even higher doses the conductivity passed through a maximum and showed clear signs of hopping, with the activation energy of resistivity around 0.4-0.5 eV. In such samples we observed a quite measurable increase of the lattice parameter. At temperatures close to 500°C one observed a reverse annealing increasing the resistivity of the samples and the activation energy of the temperature dependence of resistivity. Annealing even up to 1000°C did not lead to full activation of the donors introduced by nuclear doping.

The work was supported by a grant from ICTS (grant # 3870).

МЕХАНИЗМЫ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МЛЭ

Д.Ю. Протасов*, Т.В. Малин, А.В. Тихонов, К.С. Журавлев.
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук. пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)330-49-54, e-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

Гетероструктуры AlGaN/GaN в настоящее время широко используются для разработки и создания мощных, высокотемпературных СВЧ-приборов. Подвижность двумерного электронного газа в таких гетероструктурах является ключевым параметром, определяющим предельные характеристики приборов. Поэтому изучение процессов рассеяния, ограничивающих подвижность электронов, имеет важное значение для получения высококачественных приборов на основе AlGaN/GaN.

В данной работе исследовались гетероструктуры AlGaN/GaN с Ga-полярностью, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира c-ориентации. Подвижности двумерных электронов в исследуемых гетероструктурах значительно отличались друг от друга. Мольное содержание алюминия в барьере равнялось примерно 0.3. Для измерений вырезались кусочки размерами 0.5×0.5 см, на образцы наносились индиевые контакты, их омичность проверялась измерением вольт-амперных характеристик. Подвижность и концентрация электронов определялась по измерениям эффекта Холла в температурном диапазоне 77÷300 К методом Ван-Дер-Пау при фиксированном значении индукции магнитного поля B=0.5 Тл. Отсутствие дополнительных каналов проводимости по объёмным слоям GaN или AlGaN контролировалось измерением магнитосопротивления и эффекта Холла в магнитных полях до 2 Тл. Сопротивление образцов не зависело от магнитного поля, что характерно для вырожденного электронного газа, а эффект Холла имел линейную зависимость от B.

Экспериментальные значения подвижности двумерного электронного газа при различных температурах сравнивались с теоретическими значениями, рассчитанными в приближении времени релаксации. При расчете использовалось приближение Фанга-Ховарда, в котором волновая функция электрона в треугольной квантовой яме записывается в виде $\psi(z) = \left(b^3/2\right)^{1/2} z \exp\left(-bz/2\right)$, где b – нормировочная константа, а z – расстояние от барьера. Учитывались следующие виды рассеяния: на акустических фононах; пьезоэлектрическое; на полярных оптических фононах; на заряженных центрах; на неупорядоченности сплава и на шероховатостях гетерограницы. При рассмотрении рассеяния на полярных оптических фононах считалось, что время релаксации совпадает с характерным временем поглощения оптического фонона. Это приближение справедливо, когда энергия оптического фонона много больше тепловой энергии электрона, что выполняется для GaN. При вычислении времени релаксации, ограниченного рассеянием на заряженных центрах, учитывался тот факт, что исследуемые структуры были нелегированными. Поэтому, вследствие малой концентрации заряженных центров в буферном слое GaN и барьерном слое AlGaN, учитывалось только рассеяние на заряде, расположенном на гетерогранице. Результирующая подвижность электронов с учетом всех механизмов рассеяния рассчитывалась по правилу Матиссена. Такой метод расчета подвижности для случая вырожденного электронного газа имеет малую погрешность, так как вклад в проводимость дают (и, соответственно, рассеиваются) только те электроны, энергия которых отличается не более чем на k_BT от энергии Ферми.

Экспериментальные данные для двух образцов аппроксимировались теоретическими выражениями, описывающими подвижность электронов. Для аппроксимации применялся метод наименьших квадратов с использованием метода нелинейной оптимизации Хука-Дживса. Параметр b, входящий в теоретические выражения для механизмов рассеяния, использовался в качестве подгоночного.

На рис. 1 представлены зависимости подвижности двумерного электронного газа от температуры для образца №1 с относительно большой подвижностью электронов μ = 1400 см^2/В×с и концентрацией $n_s = 6.5\times10^{12}$ см$^{-2}$. Концентрация при понижении температуры изменялась слабо, а подвижность при температуре жидкого азота увеличилась до 4600 см^2/В×с. На этом же рисунке показаны расчетные зависимости $\mu(T)$ и подвижности электронов, ограниченные различными механизмами рассеяния. Как видно из рис. 1, при комнатной температуре подвижность ограничена рассеянием на полярных оптических фононах. При понижении температуры подвижность электронов увеличивается и выходит на насыщение. Как показывают расчеты, рассеяние на неупорядоченности сплава меньше ограничивает подвижность, чем рассеяние на заряде гетерограницы и на её шероховатости. Два последних вида рассеяния не зависят от температуры и их невозможно разделить, анализируя только температурные зависимости подвижности. Для оценки вкладов этих механизмов рассеяния планируется провести измерения зависимости подвижности электронов от их концентрации.

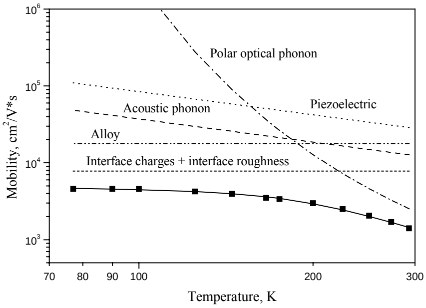


Рис.1. Температурные зависимости подвижности электронов для образца №1. Значение подгоночного параметра b=8.2×10^6 см$^{-1}$.

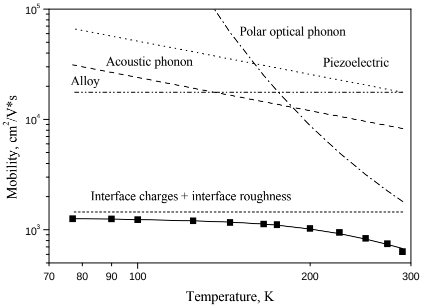


Рис.2. Температурные зависимости подвижности электронов для образца №2. Значение подгоночного параметра b=1.49×10^7 см$^{-1}$.

На рис.2 представлены температурные зависимости подвижности электронов для образца №2 с более низкой подвижностью, равной μ = 630 см^2/В×с и концентрацией n_s = 6.6×10^{12} см$^{-2}$ при комнатной температуре и μ = 1260 см^2/В×с при температуре жидкого азота. Как видно из рис.2, рассеяние на заряде гетерограницы и её шероховатости доминирует во всём диапазоне используемых температур. Так как концентрация электронов и мольное содержание алюминия в барьере для образцов № 1 и № 2 были примерно одинаковыми, то рассеяние на неупорядоченностях сплава также одинаково в этих образцах. Для образца №1 значение подгоночного параметра b было в 1.8 раза меньше значения, определенного для образца №2 с меньшей подвижностью электронов: b_1 = 8.2×10^6 см$^{-1}$ и b_2 = 1.49×10^7 см$^{-1}$. Так как положение максимума плотности электронного газа зависит от значения параметра b как $3/b$, то уменьшение этого параметра означает, что максимум плотности двумерного электронного газа расположен в 1.8 раз дальше от гетерограницы Al-GaN/GaN, чем в образцах с малой подвижностью электронов, что привело к уменьшению рассеяния на заряде и шероховатости гетерограницы.

В работе проведен анализ механизмов рассеяния двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaN/GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что в образце с высокой подвижностью при комнатной температуре доминирует рассеяние на полярных оптических фононах, а при температурах, близких к температуре жидкого азота, доминирует рассеяние на заряде гетерограницы и шероховатостях гетерограницы. В образце с низкой подвижностью электронов во всем диапазоне температур доминирует рассеяние на заряде гетерограницы и шероховатостях гетерограницы.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974 и 09-02-00775.

SCATTERING MECHANISM OF 2DEG IN MBE AlGaN/GaN HETEROSTRUCTURES

***D.Yu. Protasov*, T.V. Malin, A.V. Tikhonov, K.S. Zhuravlev**
Institute of Semiconductors Physics, pr. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone +7(383)330-49-54, e-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

The analysis of scattering mechanisms of 2DEG in MBE $Al_xGa_{1-x}N$/GaN heterostructures was performed. Two samples were investigated. It was obtained, that for sample with highest electrons mobility the polar optical phonons scattering is dominated at room temperature. At low temperatures the interface charge and interface roughness scattering are dominated. The last two scattering mechanisms are dominated in sample with lowest mobility in all temperature range.

МОДЕЛИРОВАНИЕ InGaN и AlGaInP ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

О.И. Рабинович[1, 2] *, *В.П. Сушков*[2], *А.Л. Архипов*[3]
[1*]ADEX Company – Варшавское шоссе, д. 42, 115230, Москва,
тел. +7 (495) 363 03 52, e-mail: Rawork2008@mail.ru;
[2] ФГОУ ВПО “НИТУ «МИСиС»” – Ленинский пр., д. 4, 119049, Москва,
тел. +7 (495) 638 46 08, e-mail: misis@hovrino.net;
[3] ООО «Л.И.С.Т.-лаборатория исследований световых технологий» –
1-Котляковский пер., д. 4 , 127106, Москва,
тел. +7 (495) 956 68 70, e-mail: lab@list-lab.ru.

В последние годы популярно использование компьютерного моделирования различных полупроводниковых приборов. Для моделирования излучающих диодов (ИД) в настоящей работе использовалась усовершенствованная для проведения исследований программа SimWindows [1].

Широкое применение ИД на основе многокомпонентных гетероструктур (МКГ) InGaN и AlGaInP обнаруживает и проблемы, требующие решения: изучение и прогнозирование деградации рабочих характеристик ИД.

Для сложных объектов расчёты основных зависимостей, определяющих качество ИД, требуют использования численных методов компьютерного моделирования, учитывающих всё многообразие конструктивных, физических и технологических параметров МКГ [2-4]. Использование компьютерного моделирования представляется оптимальным, так как позволяет не только уточнить теоретические характеристики AlGaInN МКГ, но и значительно сэкономить материальные средства при отработке технологии их получения.

Исследовались МКГ AlGaInN типа $p^+GaN/p^+Al_{0,2}Ga_{0,8}N/4\bullet(n^-In_XGa_{1-X}N—n^-GaN)/n^+GaN$ с различным содержанием атомов In (X) в квантово-размерных ямах (КЯ). В частности проводилось моделирование МКГ для ИД синего и зелёного цветов свечения, с различным по величине и однородным содержанием атомов In (X) в $In_XGa_{1-X}N$-КЯ в плоскости, параллельной плоскости p–n-перехода, для определения влияния величины X на электрические и оптические характеристики ИД. Файлы, описывающие приборы, содержали следующие параметры КЯ и барьеров в активной области: 1) содержание атомов In в КЯ составляло X = 0,05-0,3; 2) количество КЯ - 4, длина КЯ – 2 нм, а GaN-барьеров - 3 нм; 3) КЯ и барьеры в активной области имели n-тип проводимости, $Nd = 10^{18}$ см$^{-3}$в КЯ, в барьерах $Nd = 10^{18}$ см$^{-3}$. Конструкция и параметры AlGaInP ИД красного цвета свечения: 1) активная область состоит из набора КЯ состава $Ga_{0,5}In_{0,5}P$ и $Al_{0,1}Ga_{0,4}In_{0,5}P$ - барьеров. Количество КЯ изменялось от 1 до 10. В первой группе моделируемых ИД длина КЯ- 2 нм, длина барьеров - 3 нм; во второй группе - 3,5 нм и 4,5 нм; в третьей группе - 10 нм и 10 нм; в четвёртой группе - 50 нм и 50 нм, соответственно. AlGaInP ИД жёлтого цвета свечения по конструкции и параметрам областей были идентичны “красным” ИД за исключением составов твёрдого раствора в КЯ и барьерах. У “жёлтых” ИД состав в КЯ имел вид $Al_{0,17}Ga_{0,33}In_{0,5}P$, в барьерах - $Al_{0,4}Ga_{0,1}In_{0,5}P$.

Расчёты коэффициента неидеальности (n) ВАХ показали, что изменение n с плотностью тока зависит не только от содержания атомов In в КЯ, но и от степени легирования барьеров между КЯ (рис. 1).

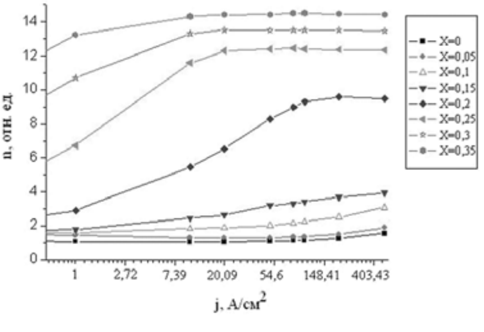
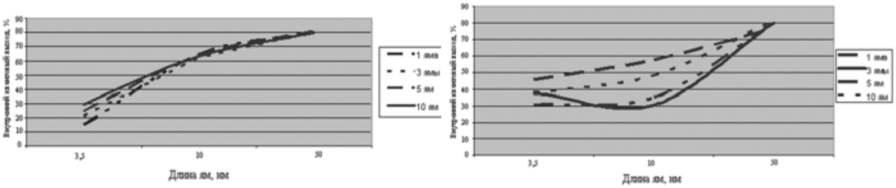


Рис. 1. Зависимости величины коэффициента неидеальности (n) ВАХ от плотности тока при различном содержании атомов In в КЯ

Анализ зависимости коэффициента неидеальности (n) от плотности тока на МКГ с различным содержанием атомов In (рис. 1) выявляет: в отсутствии КЯ (X=0) ВАХ имеет общеизвестный вид; в области малых плотностей тока, вплоть до J=0,1 А/см^2, n›1, что связано с существенным влиянием на величину тока процессов рекомбинации электронов и дырок в области объёмного заряда; затем всё более начинает преобладать ток надбарьерной инжекции носителей заряда, при этом n→1 при малом уровне инжекции (J=1÷20 А/см^2) и n→2 при увеличении уровня инжекции (J=20÷500 А/см^2); наличие КЯ начинает сказываться на виде ВАХ уже при значениях X=0,05÷0,1, особенно в диапазоне X=0,1÷0,3; при X›0,1 величина n постепенно растёт во всём диапазоне J=0,1÷500 А/см^2, достигая значений n›2 и даже n>>2 при X›0,15.

У ИД красного и жёлтого цветов свечения (рис. 2) наблюдается закономерное увеличение внутреннего квантового выхода от длины КЯ, его максимальная величина имеет место при длине КЯ равной 50 нм независимо от количества КЯ в активной области ИД.



(a) (b)

Рис. 2 – Зависимость внутреннего квантового выхода AlGaInP излучающих диодов красного (а) и жёлтого (б) цветов свечения от длины КЯ и их количества

У ИД жёлтого цвета свечения величина квантового выхода примерно в три раза меньше, чем у ИД красного, что обусловлено уменьшением скорости излучательной рекомбинации носителей заряда из-за малого энергетического промежутка между прямым Г -минимумом и непрямым X – минимумом в зоне проводимости.

Полученные результаты могут быть полезны при конструировании излучающих диодов с повышенной светоотдачей.

[1] Дэйвид Уинстон (D.W. Winston) Центр Оптоэлектронных Систем при Колорадском Университете в г. Боулдер, США.
[2] Basic research needs for solid-state lighting. Report of the Basic Energy Sciences Workshop on Solid-State Lighting. http://www.sc.doe.gov/bes/reports/files/SSL_rpt.pdf
[3] О.И. Рабинович, В.П. Сушков, А.В. Шишов. Компьютерное моделирование InGaN светодиодов // Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 31 Января – 2 Февраля 2007) с. 81-82.
[4] O.I. Rabinovich, S.G. Nikiforov, V.P. Sushkov, A.V. Sishov. New results of InGaN LED simulation // Proc. of SPIE vol. 6468, (Photonics West, San Jose, CA, USA, 2007) P. 64680U-1 – 64680U-10.

InGaN and AlGaInP EMITTING DIODES SIMULATION

O.I. Rabinovich[1,2]****, V.P. Sushkov***[2]***, A.L. Arhipov***[3]
[1]ADEX Company – Varshavskoe sh., bl. 42, 115230, Moscow,
phone +7 (495) 363 03 52, e-mail: Rawork2008@mail.ru;
[2] FGOU VPO “NITU «MISiS»” – Leninskiy pr., bl. 4, 119049, Moscow,
phone +7 (495) 638 46 08, e-mail: misis@hovrino.net;
[3] OOO «L.I.S.T.-light technology investigation laboratory» 1-Kotl’akovskiy per., bl 4 , 127106, Moscow,
phone +7 (495) 956 68 70, e-mail: lab@list-lab.ru.

Last years computer simulation became very popular. It is useful and helps for little time to investigate such complicated devices as emitting diodes (ED).

In this paper InGaN and AlGaInP ED were investigated. Nonideal coefficient (n) InGaN ED calculations showed that n changes vs current depends not only on Indium atoms concentration in quantum wells but on the barriers doping level, too.

AlGaInP ED (yellow) quantum efficiency is in 3 times less than red ED. This is due to decreasing radiative recombination (small space between direct Г–min and nondirect X-min in conduction band).

О НЕЛОКАЛЬНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ МАТЕРИАЛА В ОКРЕСТНОСТИ ДЕФЕКТОВ РОСТА В GaN ПРИ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКЕ

***А.В. Беспалов*[1]*, О.Л. Голикова*[1]*, Н.Н. Новицкий*[2]*, А.И. Стогний*[2]**
[1]ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет)». 119454 г. Москва, проспект Вернадского, дом 78
тел. +7(917)5281032, e-mail: bespaloval@mtu-net.ru;
[2]ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению». 220072 г. Минск, ул. П. Бровки 19.

Характер протекания процессов ионной обработки поверхности GaN существенно определяется дефектностью исходной структуры. Создание прецизионных приборов на основе III–нитридов (ультрафиолетовых лазеров, мощных СВЧ–транзисторов, матриц светодиодов) ограничивается радиационными повреждениями активных областей далеко за пределами p–слоя даже при использовании низкоэнергетических ионов с энергиями в сотни электронвольт и глубиной пробега в несколько нанометров. Экспериментально ранее было показано, что причиной нелокальности радиационного воздействия является каналирование дефектов травления вдоль ростовых дислокаций [1, 2]. Это позволило нам предположить, что от глубокого проникновения привнесённых ионным облучением дефектов будет защищать тонкий маскирующий слой, способствующий деканалированию дефектов при торможении. Чтобы усилить это положение был проведён ряд экспериментов по бездефектному ионному распылению кислородом предварительно имплантированных образцов GaN ионами водорода и аргона с энергией 100 кэВ [3]. Анализ профилей распыления показал, что максимальное удаление материала происходит в окрестности дислокации и никак не коррелирует с параметрами имплантации и распыления (для сравнения, рис. 1 и 2).

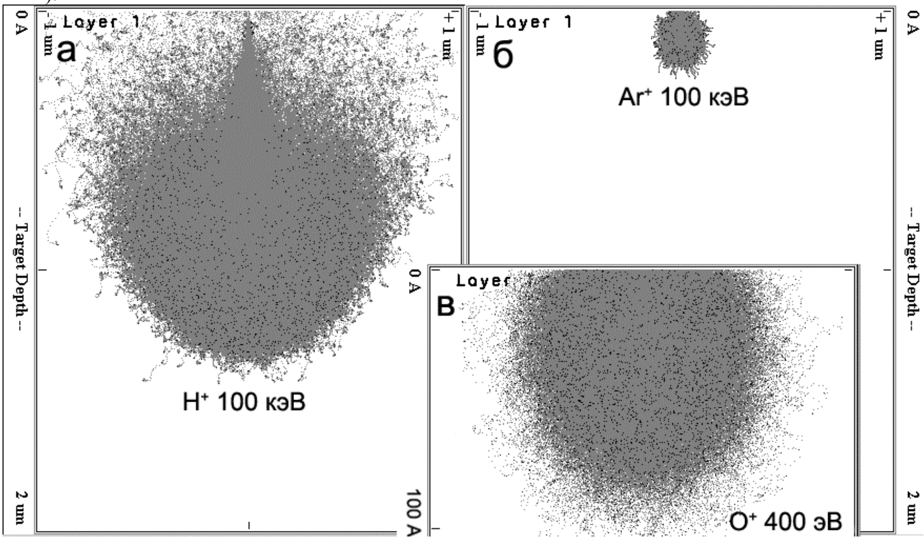


Рис.1. SRIM–моделирование

Моделирование процессов ионного облучения на основе программы SRIM–2008 (www.srim.org) указывает на микронную глубину залегания радиационных дефектов в неориентированном нитриде галлия при имплантации H^+, 100 кэВ (рис. 1а), субмикронную в случае Ar^+, 100 кэВ (рис. 1б) и нанометровую для O^+, 0,4 кэВ (рис. 1в). Однако сравнительный анализ исходной поверхности и поверхности после предварительной имплантации и последующего ионного распыления кислородом независимыми АСМ и РЭМ (в обратных ионах) методами показал, что «кратерообразный» рельеф формируется на глубине в десятки нанометров и является существенно нелокальным (до микрометров) в поперечном направлении (рис. 2). Последующее распыление также сопровождается вскрытием или формированием таких кратеров по глубине. Анализ поперечных сечений исследуемых образцов позволил сопоставить области формирования разноглубоких кратеров с областью разрастания дислокации по глубине. В докладе приводятся дополнительные экспериментальные данные в пользу предложенной точки зрения. В докладе также обсуждается возможная аналогия предложенного эффекта с близкими результатами, полученными при заращивании пор в нитриде кремния от субмикронных до нанометровых размеров за счёт нелокального поперечного перемещения материала подложки в результате облучения разного типа ионами с энергией в 3 кэВ [4].

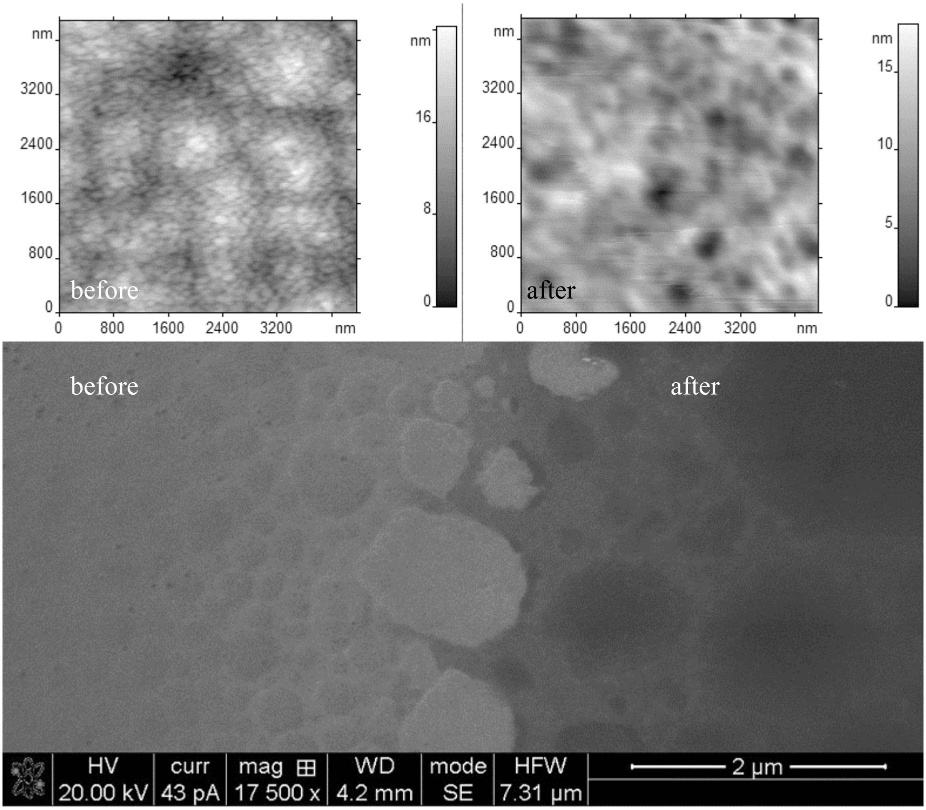


Рис.2. АСМ (вверху) и РЭМ (внизу)

[1] O. Breitschädel, J.T. Heih, B. Kuhn. et al. Appl. Phys. Lett. 2000, Vol. 76, №14, p. 1899.
[2] E.D. Haberer, Ching-Hui Chen, Amber Abare, et al. Appl. Phys. Lett. 2000, Vol. 76, № 26, p. 3941.
[3] А.И. Стогний, Тез. докладов 4-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» с. 81.
[4] Qun Cai, Brad Ledden, Eric Kruger, et al. J. of. Appl. Phys. 100, 024914, 2006

NON-LOCAL LATERAL REDISTRIBUTION OF GaN NEAR GROWTH DEFECT'S FIELDS UNDER ION-BEAM IRRADIATION

A.V. Bespalov[1], O.L. Golikova[1], N.N. Novitski[2], A.I. Stognij[2]
[2] SSPA "Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus", 220072, P.Brovki str. 19,
Minsk. Зрщту +375(17)2841306

We demonstrate that 100 keV ion implantation by H+ and Ar+ in combination with ion beam surface sputtering by 0.4 keV O+ can form sub-micrometer lateral scale like "volcano" pores in GaN epi-layer.

СОВРЕМЕННЫЕ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ОСВЕЩЕНИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ

В.Г.Терехов[1]***, А.Н.Туркин***[2*]
[1]ФГУП «ПО «УОМЗ», Московский филиал,
Россия, 111123, Москва, ул. Плеханова, д.4, стр.1
[2]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Россия, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские Горы, д.2, стр.1, e-mail: andrey@turkin.su

В последнее время все чаще мы слышим призывы к экономии энергетических ресурсов в различных отраслях народного хозяйства, будь то тепловая или электрическая энергия [1]. Причем экономия должна быть комплексной, начиная от этапа проектирования объектов и заканчивая вводом в эксплуатацию. Нерациональное использование тепловой и электрической энергии приводит к увеличению стоимости производимой предприятиями продукции, а для каждого из нас, к постоянному росту счетов за потребляемую для нужд нашего дома энергию.

По имеющимся расчетам 20% общемирового потребления составляют системы искусственного освещения [2]. Еще в 80-е годы в США и европейских государствах были затрачены значительные средства на переход в системах искусственного освещения от самых распространенных источников света – ламп накаливания, к энергоэффективным компактным люминесцентным лампам. В России, переживающей в те годы не простые времена, было не до энергосбережения, тем более, что особенного дефицита электроэнергии, в связи со спадом производства, страна не испытывала.

За последние 20 лет зарубежные страны достигли успехов не только во внедрении энергоэффективных систем в освещении, но и в разработке и производстве принципиально новых источников света - мощных полупроводниковых светодиодов. Области применения мощных светодиодов, первые промышленные образцы которых появились в 2003 - 2004 годах, существенно расширились. Еще совсем недавно светодиоды ассоциировались в основном с индикацией в электронных приборах, информационных экранах и бегущих строках, то сейчас они уже успешно применяются, например, на транспорте – в светофорах, дорожных знаках, а также в автомобильной промышленности, где успешно используются в габаритных фонарях и сигналах торможения. Светодиоды появились и в освещении, но применение их в этой области пока остается относительно новым направлением. Причина в том, что эффективность мощных светодиодов в 2004 году была незначительно выше, чем у обычной галогенной лампы, и только в 2007 году светодиоды сравнялись по эффективности с люминесцентными лампами.

В сравнении с компактной люминесцентной лампой у светодиодов значительно больший срок службы, более 50 000 против 20 000 часов, а также экологическая чистота производства и эксплуатации. Светодиоды производятся с применением стабильных материалов (карбида кремния, сапфира, нитрида галлия и т.д.), которые экологически безопасны и не требуют обязательной утилизации.

Основным недостатком светодиодов, как и любой новой технологии, является высокая начальная стоимость, но уже сейчас светильник на светодиодах, в сравнении со светильником на лампе накаливания, с учетом относительно низкой стоимости электроэнергии, окупается в России за полтора года, при сроке службы до 10 лет [3]. К основным направлениям, в которых уже сегодня внедряются светильники на светодиодах, можно отнести архитектурно-художественную подсветку зданий, освещение нежилых вспомогательных помещений, освещение объектов ЖКХ и частично производственное освещение. В ближайшие 2 года можно ожидать массового внедрения светильников уличного освещения на светодиодах.

Сегодня зарубежные страны начали процесс перехода в освещении от ламп накаливания и ртутьсодержащих компактных люминесцентных ламп к светодиодам. Россия оказалась в более выгодном положении, так как почти 80% систем освещения в нашей стране построены на лампах накаливания, и мы можем начать их модернизацию уже с применением светодиодов, что поможет значительно сократить вложения и обеспечить эффективное использование электроэнергии в освещении благодаря использованию самых современных технологий [2].

[1] С.Лесков. Фарадей против Наполеона. Известия. Март 2007 г.

[2] А.Полищук, А.Туркин. Перспективы применения светильников со светодиодами для энергосберегающего освещения. Энергосбережение, №2, стр. 52, 2008.

[3] С.Гужов, А.Полищук, А.Туркин. Концепция применения светильников со светодиодами совместно с традиционными источниками света. СТА, №1, стр. 14-18, 2008.

ACTUAL ENERGY EFFICIENT ILLUMINATION TECHNOLOGIES USING POWER LED

V.G.Terekhov[1], A.N.Turkin[2*]
[1]UOMZ, Moscow office,
4/1, ul. Plekhanova, Moscow, Russia, 111123
[2]M.V.Lomonosov Moscow State University, Department of Physics,
2/1, Leninskie Gory, Moscow, Russia, 119991, e-mail: andrey@turkin.su

In 20 last years foreign countries have reached successes not only in using energy effective illumination technologies but also in a development of power LED - the newest light sources. Power LED application areas have been significantly increased since 2003 – 2004, the first power LED appearance. LEDs, recently used only in indication, started to be used in different lighting area including general illumination.

Today foreign countries have started the process of incandescent bulb and compact luminescent lamp replacement with LED based illumination devices. Russia is in perfect situation because nearly 80% of illumination systems in our country are based on incandescent bulbs and we can start the modernization just with LED using and exclude compact luminescent lamps. Such a way can help us to reduce significantly money resource and ro provide the energy saving in illumination due to the newest technology using.

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В СЛОЯХ $Al_XGa_{1-X}N$ МЕТОДОМ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТОРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

__А.В. Тихонов__[1]*, Т.В. Малин[1], А.К. Гутаковский[1], К.С. Журавлев[1], L. Dobos[2], B. Pecz[2]
[1] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук. пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)3304475, e-mail: tihonalex@mail.ru;
[2] Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Hungarian Academy of Sciences,
P.O.Box 49, H-1525 Budapest, Hungary.

Соединения $Al_xGa_{1-x}N$ относятся к группе прямозонных полупроводников с шириной запрещенной зоны, изменяющейся от 3,4 эВ до 6,2 эВ. Это позволяет использовать их для создания лазерных диодов, светоизлучающих диодов, работающих в ультра-фиолетовом диапазоне длин волн, а также для создании мощных СВЧ-транзисторов, способных работать при высоких температурах.

Однако, из-за отсутствия подходящей подложки для роста соединений $Al_xGa_{1-x}N$ используются подложки, сильно отличающиеся по параметру кристаллической решетки и коэффициенту температурного расширения. Это приводит к высокой плотности дислокаций в выращиваемых слоях и, соответственно, к ухудшению электрофизических свойств получаемых структур. Снижения плотности дислокаций в слоях $Al_xGa_{1-x}N$ можно добиться, осуществляя рост в оптимальных условиях, а также, используя различные конструкции буферных слоев [1,2]. Не смотря на многочисленные исследовательские работы, до сих пор нет определенности в выборе структуры буферного слоя. В данной работе методом просвечивающей электронной микроскопии проведены исследования дефектов в слоя $Al_xGa_{1-x}N$ различного состава (x=0, 0.2, 0.4, 0.6) и различной полярности (металлической полярности и азотной полярности).

В работе исследовались структуры, выращенные методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках Al_2O_3 (0001). После нитридизации подложки выращивался буферный слой, состоящий из слоя AlN и решетки $AlN\backslash Al_{0.4}Ga_{0.6}N$. Формирование полярности структуры осуществлялось на этапе зарождения слоя AlN. После буферного слоя следовал рост слоя $Al_xGa_{1-x}N$. В результате, была выращена серия образцов металлической и азотной полярности с различной долей AlN в слое $Al_xGa_{1-x}N$: x=0, 0.2, 0.4, 0.6.

Было обнаружено, что начальный этап роста буферного слоя AlN сопряжен с очень большой плотностью дислокаций, которые образуются при объединении слабо разорентированных вокруг оси с 3D зародышей AlN [3]. На толщине ~ 100 нм наблюдается образование дислокационных полупетель и резкое снижение плотности дислокаций. Этот эффект объясняется различием в скорости роста зародышей, что способствует латеральному разрастанию одних зародышей поверх других, к загибу дислокаций и, соответственно, образованию дислокационных полупетель и уменьшению плотности прорастающих дислокаций. Кроме этого, в слое AlN наблюдается присутствие полостей и нанотрубок. Рост решетки $Al_{0.4}Ga_{0.6}N\backslash AlN$ способствует уменьшению плотности дислокаций. При росте решетки одни дислокации загибаются, образуя дислокации несоответствия на границе слоев AlN и $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$, и далее не распространяются вдоль направления роста, другие загибаются и в дальнейшем либо объединяются в одну, либо полностью аннигилируют. Некоторые дислокации проходят сквозь решетку, не изменяя своего направления распространения. Кроме этого, решетка способствует исчезновению полостей и нанотрубок, образовавшихся в слое AlN. Однако, было обнаружено, что дислокации могут генерироваться решеткой. Причинной этого может быть превышение критической толщины для решетки $Al_{0.4}Ga_{0.6}N\backslash AlN$ на AlN, поскольку критическая толщина, рассчитанная по теории Matthews и Blakeslee, в этом случае составляет ~30 нм. Было также обнаружено, что в слое $Al_xGa_{1-x}N$ часть дислокаций загибается или аннигилирует, но при этом также образуются и новые дислокации в результате его релаксации. Тем не менее из TEM изображений видно, что плотность дислокаций в $Al_xGa_{1-x}N$ меньше, чем в AlN.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974 и 09-02-00775.

L. Dobos thanks the support of OTKA project K77331.

[1] M. Kurimoto, T. Nakada, Y. Ishihara, T. Takano, M. Shibata, T. Honda, H. Kawanishi, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) L551.

[2] M. Kurimoto, T. Nakada, Y. Ishihara, M. Shibata, T. Takano, J. Yamamoto, T. Honda, H. Kawanishi, Phys. Status Solidi A 176 (1999) 665.

[3] H. Amano, I. Akasaki, K. Hiramatsu, N. Koide and N. Sawasaki, Thin Solid Films 163, 415 (1988).

TEM STUDY OF DEFECTS IN $Al_XGa_{1-X}N$ LAYERS

A.V. Tikhonov[1]*, T.M. Malin[1], A.K. Gutakovskii[1], K.S. Zhuravlev[1], L. Dobos[2], B. Pecz[2].

[1] Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk,
ph.: +7(383)3304475, e-mail: tihonalex@mail.ru

[2] Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Hungarian Academy of Sciences,
P.O.Box 49, H-1525 Budapest, Hungary.

TEM studies of defects in $Al_xGa_{1-x}N$ layers with different AlN fraction (x=0, 0.2, 0.4, 0.6) and different polarity (metal polarity and nitrogen polarity) were carried out. Structures were grown by ammonia molecular beam epitaxy on sapphire substrates and consist of AlN buffer layer, AlN\$Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ supperlattice and $Al_xGa_{1-x}N$ layer. It was observed that first stage of growth is connected with a very high density of dislocations. Further, at the thickness of about 100 nm the formation of half-loops and the strong decrease of dislocation density is occurred. From TEM images the presence of holes and pinholes in AlN buffer layer can be also observed. Superlattice leads to the decrease of dislocation density. During the growth of superlattice some dislocations bend over and escape to edge on the AlN/$Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ interface, another bend over and then annihilate or coalescence. Some dislocations do not interact with superlattice. In addition, TEM images show that superlattice leads to the disappearance of holes and pinholes which formed in the AlN buffer layer. However, it was found that dislocations can be generated by superlattice. It can be due to the exceeding the critical thickness of $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$\AlN superlattice on AlN layer, because critical thickness, defined by Matthews and Blakeslee theory, in this case is about 30 nm. It was found also that in $Al_xGa_{1-x}N$ layer some dislocations bend over or annihilate, but new dislocations are also generated in $Al_xGa_{1-x}N$ layer due to its relaxation. Though, it can be seen from TEM images, that density of dislocations in $Al_xGa_{1-x}N$ layer is less than in AlN buffer layer.

ОСОБЕННОСТИ СБОРКИ УФ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

<u>В.Е.Удальцов</u>[1], Г.В.Зарицкий[2], А.А.Павлов[3], А.В.Желаннов[1], А.А.Уварова[1]
[1]Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого.
Б.Санкт-Петербургская ул., 41, 173003, Великий Новгород
тел.+7 (8162)772-175, e-mail: veou@list.ru
[2]ОАО НПП «Старт» Нехинская ул., 55, 173000, Великий Новгород
тел. +7(8162)620633
[3] ОАО «СКТБ РТ». Нехинская ул., 55, 173000, Великий Новгород
тел. +7(8162)629065

Приведены параметры современных керамических корпусов, используемых для сборки светоизлучающих диодов. Оценены предельные мощности подводимой энергии при установке кристаллов с использованием пайки эвтектическими сплавами или теплопроводящего клея.

УФ диоды отличаются относительно низкими КПД, поэтому для обеспечения заданной мощности излучения приходится подводить увеличенную электрическую мощность, по сравнению с диодами видимого и ИК излучения. В связи с этим сборку УФ диодов желательно осуществлять в корпусах с минимальным тепловым сопротивлением. Как правило, такими параметрами обладают металлокерамические корпуса. При сборке приборов с использованием керамического корпуса обеспечивается также изоляция электродов от общей шины, появляется возможность монтажа кристаллов по технологии «флип-чип».

Другой особенностью УФ диодов является необходимость применения прозрачных в этом диапазоне излучения материалов линзы и герметиков. К таковым относятся кварц, сапфир, некоторые виды кремний-органических смол[1].

Учитывая отмеченные особенности нами разработаны и осваивается производство пяти видов корпусов с использованием технологии LTCC (Low Temperature Co-fired Ceramic). Для маломощных УФ диодов используется два вида керамических корпусов, близких по параметрам к SOD-123 и CLCC-6. При этом герметизация приборов обеспечивается с помощью кремний-органического компаунда. Корпус SOD-123 характеризуется минимальными размерами 2,5x1,4мм^2. Корпус CLCC имеет размер 3,4x3,3 мм^2[2]. Тепловое сопротивление этих корпусов не превышает 30 К/Вт. Для многоэлементных систем подсветки разработан многоместный корпус размером 8x8 мм^2, в котором можно установить до 12 кристаллов (чипов) размером 0,3x0,3 мм^2 или 3 кристалла размером 1x1 мм^2. Для сборки мощных (2-6 Вт) УФ диодов предназначен керамический корпус размером 7x9 мм^2 (аналог корпуса светодиодов семейства XR компании CREE) с кварцевой линзой [3], тепловое сопротивление корпуса не более 10 К/Вт. При монтаже кристаллов с диэлектрической подложкой выгоднее использовать алюминиевый корпус диаметром 21 мм, аналог корпуса «Star» с тепловым сопротивлением менее 3 К/Вт.

[1] Интернет-ресурс www.dowcorning.com/LED,
[2] Журнал «Live Distribution», November 2008, p.33
[3] Журнал «Новости электроники», №9, 2009, стр. 6-7

ASSEMBLING FEATURES OF UV EMITTING DIODES

<u>V.E.Oudaltsov</u>[1], G.V.Zaritskij[2], A.A.Pavlov[3], A.V.Zhelannov[1], A.A.Uvarova[1]
[1] Yaroslav-the-Wise Novgorod state university. 41, St.-Petersburgskaya str, 173003, Velikiy Novgorod
Tel. + 7(8162) 772175, e-mail: veou@list.ru
[2] JSC NPP «Start». 55, Nehinsky str, 173000, Velikiy Novgorod
[3] JSC SKTB RT. 55, Nehinsky str, 173000, Velikiy Novgorod

Technical characteristics of the flat ceramic packages used for SMD LEDs are resulted. Limiting capacities of brought energy at Mounting of crystals with soldering use alloys and heat-conducting glue are estimated.

ОПТИМИЗАЦИЯ ИНЖЕКЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АКТИВНУЮ ОБЛАСТЬ МОЩНЫХ InGaN/GaN СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО ДИАПАЗОНА

С.О. Усов[1,2*], ***А.Ф. Цацульников***[1,2], ***В.В. Лундин***[1,2], ***А.В. Сахаров***[1,2], ***Н.В. Крыжановская***[1], ***А.Е. Николаев***[1,2], ***Н.А. Черкашин***[3], ***Н.Н. Леденцов***[1]
[1]Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru
[2]Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург
[3]Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific Research (CNRS), 31055 Toulouse, France

В настоящее время ведутся интенсивные разработки светодиодов (СД) на основе нитридов с улучшенными излучательными характеристиками в широком диапазоне длин волн от ультрафиолетового до инфракрасного диапазонов. Для СД на основе InGaN/GaN синего диапазона (440 нм) величина внутренней квантовой эффективности (КЭ) составляет более 75% при токе 50 А/см^2, а для СД зеленого диапазона (540 нм) при той же величине тока – только 40% [1]. Поэтому для увеличения внутренней КЭ и преодоления спада внешней квантовой эффективности необходимо изучение новых подходов к созданию активной области светодиодов на основе InGaN/GaN.

В работе проведено исследование оптических и структурных свойств светодиодов на основе InGaN/GaN, излучающих в синем диапазоне в интервале от 440 до 470 нм. Светодиодные структуры были выращены на сапфировых положках вдоль оси *c* методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МОС) на установке Aixtron AIX2000HT. Исследование структурных свойств СД проводилось методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Оптические свойства СД были исследованы методами электролюминесценции (ЭЛ), фотолюминесценции и микро-фотолюминесценции в интервале температур от 80 до 300 К.

Для увеличения внешней квантовой эффективности светодиодных структур синего диапазона был предложен новый дизайн активной области на основе короткопериодных сверхрешеток. Активная область снизу и сверху была ограничена короткопериодными сверхрешетками (КПСР) InGaN/GaN [2]. Существует несколько причин увеличения внешней квантовой эффективности светодиодов с КПСР, такие как уменьшение концентрации атомов магния в слоях InGaN активной области [2], уменьшение концентрации дефектов и дислокаций в активной области за счет использования нижней КПСР [3].

В данной работе были исследованы зависимости внешней квантовой эффективности от тока и температурные зависимости интегральной интенсивности ЭЛ структур, содержащих в активной области короткопериодные сверхрешетки, выращенные при различных условиях. Проведенные исследования позволили оптимизировать дизайн активной области, параметры и режимы роста слоев InGaN и GaN в активной области. Были определены оптимальные значения количества слоев InGaN в активной области, а также толщины, числа периодов и состава индия InGaN/GaN в КПСР, обеспечивающие максимальную величину внешней квантовой эффективности светодиодов.

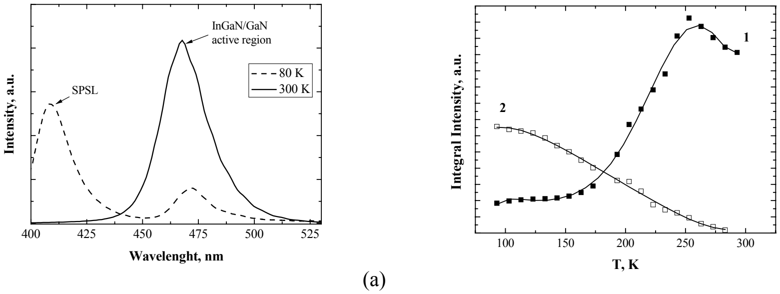
На рис. 1а приведены спектры электролюминесценции, полученные при 100 мА при температурах 300К и 80К, для образца, содержащего КПСР. Видно, что при уменьшении температуры появляется излучение из области сверхрешетки (рис. 1а), которое связано с подавлением транспорта носителей заряда в КПСР, что приводит к увеличению излучательных переходов в слоях InGaN сверхрешетки. При дальнейшем уменьшении температуры интенсивность основного пика, связанного с излучением из активной области, падает за счет уменьшения числа носителей в активной области.

На рис. 1b. приведена температурная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ образца, содержащего InGaN/GaN КПСР. При уменьшении температуры от комнатной до 250 К наблюдается рост (?)интенсивности ЭЛ основного пика, связанного с излучением из активной области, за счет снижения безызлучательной рекомбинации носителей заряда. При дальнейшем снижении температуры возрастает (?) интенсивность излучения, связанного с рекомбинацией носителей заряда в слоях InGaN КПСР, а (?) интенсивность основного пика падает за счет уменьшения числа носителей в активной области.

Из анализа температурных зависимостей интегральной интенсивности ЭЛ (рис. 1b) было установлено, что одной из причин повышения квантовой эффективности является увеличение инжекции дырок из p-GaN в активную область за счет ухудшения транспорта носителей заряда. При этом предполагается, что при температуре около 180 К (рис. 1b) как надбарьерный, так и туннельный транспорт вносят вклад в электролюминесценцию [4].

В результате проведенной оптимизации дизайна активной области светодиодов удалось значительно увеличить внешнюю квантовую эффективность светодиодов синего диапазона на основе твердых растворов InGaN/GaN по сравнению со светодиодами, имеющими стандартный дизайн активной области.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по образованию (проект «Технология создания монолитного полихромного инжекционного источника белого света на основе квантоворазмерных гетероструктур»), Государственного контракта №02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г., Проектов РФФИ № 08-02-01344-а и № 09-02-12449-офи_м и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».



(a) (b)

Рис.1. Спектры электролюминесценции, полученные при 100 мА при температурах 300К и 80К для образца, содержащего короткопериодные сверхрешетки (a); Температурные зависимости интегральных интенсивностей коротковолнового (2) и длинноволнового (1) максимумов спектров ЭЛ при токе 100 мА для образца, содержащего КПСР. (b)

[1] Matthias Peter, Ansgar Laubsch, Werner Bergbauer, et al., Phys.Status Solidi A, 206, 1125-1129 (2009)
[2] А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, Е.Е.Заварин и др., ФТП, 44, 96-100 (2010)
[3] В.С. Сизов, А.Ф. Цацульников, А.В. Сахаров, В.В. Лундин и др., ФТП (2010), в печати
[4] S. Khatsevich, D. H. Rich, S. Keller, S. P. DenBaars, Phys. Rev. B 75, 035324/1-16 (2007)

OPTIMIZATION OF CHARGE CARRIERS INJECTION TO THE ACTIVE REGION OF THE BLUE InGaN/GaN HIGH POWER LIGHT-EMITTING DIODES

S.O. Usov[1,2]****, A.F. Tsatsul'nikov***[1,2]***, V.V. Lundin***[1,2]***, A.V. Sakharov***[1,2]***,***
N.V. Kryzhanovskaya[1]***, A.E. Nikolaev***[1,2]***, N.A. Cherkashin***[3]***, N.N. Ledentsov***[1]***.***
[1]Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg,
+7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru
[2] Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS,
Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg
[3]Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific
Research (CNRS), 31055 Toulouse, France

The work is devoted to optimization of the active region design of InGaN/GaN high-power light emitting diodes, which emits in the spectral range from 440 to 470 nm. The light-emitting diodes were grown by metal organic chemical vapor deposition on sapphire substrates using Aixtron AIX2000HT setup. From analysis of the temperature dependences of electroluminescence integrated intensity, it was shown that the InGaN/GaN short-period superlattices allow to significantly increase the injection of charge carriers into light-emitting diodes active region. The influence of the active region design and the parameters of the InGaN/GaN layers on external quantum efficiency of light-emitting diodes was investigated and it was shown that the optimization gives rise to increase the external quantum efficiency more than 50%.

ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ InN В ОБЛАСТИ ПРЯМОГО ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

Л.А. Фальковский
Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
ул. Косыгина 2, 119334 Москва
тел. +7(499)1373244, e-mail: falk@itp.ac.ru;

Среди полупроводников типа A^3B^5, привлекающих широкое внимание в связи с возможным использованием в оптоэлектронике, особое место занимает InN со структурой вюрцита. Недавно обнаружено, что у него прямая запрещенная щель составляет приблизительно 0,7 эВ, а не 1,9 эВ, как считалось ранее, т. е. гораздо меньше, чем у большинства материалов этой группы. Малому значению щели отвечает и малая эффективная масса у электронов в зоне проводимости.

Обычно зонные расчеты для A^3B^5 сверяют с моделью Кейна, согласно которой зоны проводимости и валентная в окрестности центра зоны Бриллюэна строятся из s и p состояний. Расчеты электронного спектра "из первых принципов" для InN дают противоречивые результаты, поскольку зависят от того, относить или нет d электроны индия к его внутренней оболочке. Экспериментальные данные, а также вычисления показывают, что расщепления валентной зоны в InN под влиянием кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия малы по сравнению с расстоянием $2\varepsilon_g$ между s и p термами (рис. 1). Поэтому при расчетах интегральных свойств таких, как диэлектрическая функция модель Кейна можно существенно упростить, пренебрегая малыми расщеплениями валентной зоны.

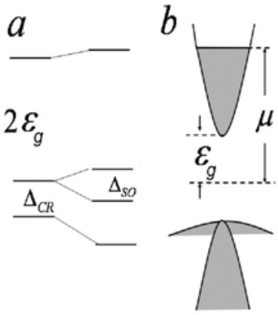


Рис. 1. Зонная схема InN

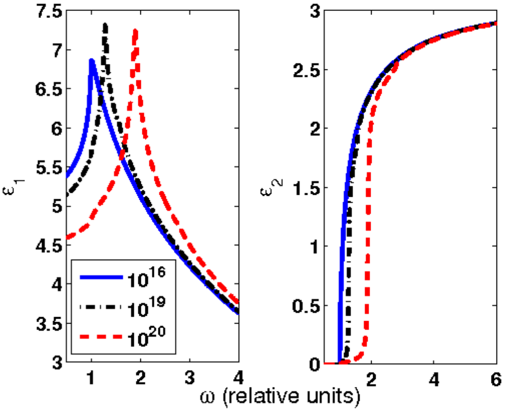


Рис. 2. Вещественная и мнимая части диэлектрической функции в зависимости от частоты (в единицах запрещенной щели $2\varepsilon_g$=0.69 эВ) для трех значений концентрации носителей в зоне проводимости -- соответствующие значения химпотенциала μ в единицах запрещенной щели: 1,01, 1,57, 2,79; частота релаксации взята равной 0,01 μ

Для InN с носителями при низких температурах мы рассчитали в рамках этой упрощенной модели диэлектрическую функцию, ее вещественную и мнимую части в оптической области, где ближайший межзонный электронный переход играет главную роль, т. е. для частотного интервала 0,3 - 4 эВ. Мнимая часть диэлектрической функции, определяющая поглощение, имеет, как известно, корневую особенность на пороге прямых электронных переходов в случае, если зона проводимости пуста (i), и конечный скачок, если носители в зоне проводимости вырождены (ii), т. е. при низкой температуре. В работе [1] для трех полиморфных модификаций InN (с симметрией вюрцита, цинковой обманки и каменной соли) мнимая часть диэлектрической функции вычислялась численно в первом случае (i), а вещественная - восстанавливалась с помощью соотношений Крамерса-Кронига, причем электронный спектр рассчитывался, исходя из первых принципов. В той же работе мнимая часть оценивалась и в рамках схемы Кейна, но эти результаты не пригодны при заметной концентрации носителей, поскольку в этом случае нужно учитывать зависимость межзонного матричного элемента от квазиимпульса.

Мы выяснили, что вещественная часть диэлектрической функции имеет особенность типа кинка в случае (i) и логарифмическую особенность в случае (ii). Ранее такие особенности были найдены нами у графена [2] и полупроводников типа A^4B^6 [3]. Малое (по сравнению с фотонной частотой) электронное затухание, как и температура, сглаживают особенности диэлектрической функции.

Наш результат помимо обычного внутризонного слагаемого Друде-Больтцмана содержит межзонный вклад, который можно записать в виде интеграла по энергетической переменной в пределах от ε_g до значения порядка атомной энергии в 10 эВ (точное значение этого верхнего предела не существенно из-за логарифмического характера интеграла):

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{8e^2}{3\pi\hbar P}\int dx\,\sqrt{x^2 - \varepsilon_g^2}\,\times$$

$$\left[\frac{\varepsilon_g^2\left(f(-x) - f(x)\right)}{2x^2\left(4x^2 - \omega^2\right)} + \frac{f\left(-\varepsilon_g\right) - f(x)}{\left(x + \varepsilon_g\right)^2 - \omega^2} + \frac{f(x) - f\left(-\varepsilon_g\right)}{\left(x - \varepsilon_g\right)^2 - \omega^2}\right],$$

где межзонный матричный элемент P известен из измерений эффективной массы и запрещенной щели, а f(x) – функция распределения Ферми. Первое слагаемое в скобках описывает переходы между зонами легких дырок и электронов, а последние два – из зоны тяжелых дырок. Все они содержат мнимую часть из-за обхода полюса. Интеграл легко оценивается в различных предельных случаях, результат интегрирования показан на рис. 2 для относительно небольших концентраций носителей, когда можно не учитывать внутризонный вклад. Мнимая часть диэлектрической функции (на рис. справа) выше порога выходит на плато $\varepsilon_2 \to 3.16$, а вещественная часть в максимуме для указанных на рис. концентраций носителей составляет $\varepsilon_1 = 7 - 7.3$. Соответствующие экспериментальные [4]-[5] и полученные из первых принципов [1] значения мнимой части 2.5-3.5 лежат на плато в интервале 1.5 - 4.0 эВ, что очень хорошо согласуется с рис. 2. Для вещественной части имеем экспериментальное [4] значение в максимуме $\varepsilon_1 \sim 9$, что, по-видимому, говорит о большом числе носителей в образце. Наша теория позволяет вычислить и диэлектрическую постоянную, т. е. значение вещественной части на частоте, большой по сравнению с характерными фононными частотами, но малой по сравнению со щелью. Имеющееся в литературе значение варьируется в пределах 6.7-7.4, что близко к нашему расчету $\varepsilon_1 = 5.18$.

[1] J. Furthmuller, P.H. Hahn, F. Fuchs, and F. Bechstedt, Phys. Rev. B 72, 205106 (2005).
[2] L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov, Eur. Phys. J. B 56, 281 (2006);
L.A. Falkovsky, S.S. Pershoguba, Phys. Rev. B 76, 153410 (2007).
[3] L.A. Falkovsky, Phys. Rev. B 77, 193201 (2008); УФН 178. 923 (2008) .
[4] A. Kasic, E. Valcheva, B. Monemar, H. Lu, W.J. Schaff, Phys. Rev. B 70, 115217 (2004).
[5] R. Goldhahn, A.T. Winzer, V. Cimalla, O. Ambacher, C. Cobet, W. Richter, N. Esser, J. Furthmuller, F. Bechstedt, H. Lu, and W.J. Schaff, Superlattices Microstruct. 36, 591 (2004).

InN DIELECTRIC FUNCTION FROM MIDINFRARED TO THE VISIBLE RANGE

L.A. Falkovsky
L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygina 2, 119334 Moscow
phone. +7(499)1373244, e-mail: falk@itp.ac..ru;

The dispersion of the dielectric function for wurtzite InN is analytically evaluated in the region near the fundamental energy gap. The real part of the dielectric function has a logarithmic singularity at the absorption edge. This results in the large contribution into the optical dielectric constant. For samples with degenerate carriers, the real part of the dielectric function is divergent at the absorption edge. The divergence is smeared with temperatures or relaxation rate. The imaginary part of the dielectric function has a plateau far away from the absorption onset.

ТЕМПЛЕЙТЫ ДЛЯ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

<u>Ю.Н.Макаров</u>[1]*, Т.Ю.Чемекова[1] , И.С.Бараш[1], А.Д.Роенков[1], С.Ю.Курников, [1] Х.Хелава[2]
[1] ООО «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156 Санкт-Петербург
[2] Helava Systems Inc, Deer Park, NY 11729, USA
тел.+7(812)7031397, e-mail: yuri. makarov@semitech.us

Светодиоды ближнего ультрафиолетового (УФ) спектрального диапазона на основе нитридов III группы являются в настоящее время актуальными, востребованными и перспективными изделиями, необходимыми во многих областях народного хозяйства. Этот успех УФ светодиодов обеспечивается их длительным сроком службы, малым энергопотреблением, низкими эксплуатационными расходами, миниатюрностью и экологичностью. Несмотря на явную востребованность УФ светодиодов, они не присутствуют на мировом рынке в достаточном количестве, чему есть две основных причины: низкая внешняя эффективность светодиодов (обычно менее ~3% при токе 20 мА для коммерчески доступных приборов, излучающих свет с длиной волны 365 нм) и их сравнительно высокая стоимость. Низкая эффективность УФ светодиодов обусловлена:

- высокой плотностью дислокаций в эпитаксиальных структурах, связанной с отсутствием низкодефектных подложек из нитрида галлия и нитрида алюминия;
- несовершенством технологии выращивания приборных структур;
- нерешенной до конца проблемой легирования используемых материалов.

Светодиоды, изготовленные на основе темплейтов, имеют те же основные области применения, что и светодиоды на традиционных подложках. Главной проблемой создания темплейтов с высокими техническими характеристиками в настоящее время остается проблема качества эпитаксиальных структур, т.к. они имеют очень высокий уровень плотности структурных дефектов. Главной технологической проблемой при выращивании эпитаксиальных слоев $A^{III}B^{V}$ является отсутствие подходящего материала для подложек. Уменьшение плотности дислокаций в материале подложки является важным фактором оптимизации рабочих характеристик, полученных на этой подложке светодиодов.

Одним из направлений снижения отношения «цена/качество» может быть использование сравнительно дешевой технологии выращивания светодиодных структур, основанной на хлоридной эпитаксии, что позволяет заметно снизить себестоимость светодиодов за счет выращивания этим методом буферного/контактного слоя, изготовление которого с помощью стандартной МОС-гидридной технологии является весьма затратной операцией, увеличивающей себестоимость эпитаксиальных пластин.

В своей работе мы использовали метод хлоридно-гидридной эпитаксии для выращивания темплейтов на различных подложках с целью создания нитридных приборов с оптимальными рабочими характеристиками. Эпитаксиальные гетероструктуры наращивались на следующие подложки:

Подложки лейкосапфира обладают прозрачностью в широком спектральном диапазоне, разработанными технологиями роста и обработки и относительной дешевизной. Однако большое различие в постоянных решетки и коэффициентах термического расширения нитридных эпитаксиальных слоев и сапфира требует применения специальных технологических приемов. **Подложки карбида кремния** обладают широкой запрещенной зоной, высокими: теплопроводностью, насыщенной скоростью дрейфа, напряженностью пробоя. Они применяются в светодиодах зеленого и синего диапазонов, экономичном твердотельном освещении (белые СД), в мощных высокочастотных диодах и транзисторах, преобразователях электроэнергии. По своим свойствам и структурным параметрам SiC лучше сапфировых подложек соответствует нитридным гетероструктурам, но стоимость их значительно выше.

Подложки нитрида алюминия обладают высокой теплопроводностью, высокой напряженностью поля пробоя, наибольшей шириной запрещенной зоны, прозрачностью в УФ области(до 200нм), совместимостью по физическим свойствам с приборными структурами на AlN/AlGaN
С помощью низкодефектных подложек нитрида алюминия в эпитаксиальном слое можно понизить плотность проникающих дислокаций, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации в нитридах III группы. Использование подложек AlN, имеющих практически те же параметры кристаллической решетки, что и нитрид галлия, позволят практически устранить безызлучательную рекомбинацию, т.е. увеличить КПД прибора.

Методом ХГЭ в горизонтальном реакторе были проведены ростовые процессы и получены следующие гетероструктуры (Рис1.):
Темплейты GaN(AlGaN)/Al_2O_3 обеспечивают изготовление мощных УФ светодиодов для систем быстрой очистки, обеззараживания и диагностики в биотехнологиях, медицине, фармакологии, мощных высокочастотных транзисторов, высокочастотных преобразователей, переключателей без потерь энергии, мощных радаров, устройств для мобильной связи.
Темплейты GaN(AlGaN)/SiC обеспечивают возможность изготовления светодиодов видимого и ближнего УФ спектральных диапазонов (320-600 нм) с пониженной плотностью дефектов (в первую очередь, проникающих дислокаций) и вертикальной геометрией электродов. Последнее обстоятельство позволяет в случае мощных светодиодов обеспечить более равномерное распределение плотности тока в активной области и, следовательно, меньшее температурное и токовое влияние на эффективность приборов, а в случае светодиодов малой и средней мощности – получить большее количество чипов с эпитаксиальной пластины, что необходимо для понижения их себестоимости. Кроме того, использование GaN/SiC темплейтов для изготовления нитридных светодиодов имеет дополнительные преимущества, связанные с материальными свойствами карбида кремния: лучший теплоотвод за счет высокой теплопроводности SiC и более высокая эффективность экстракции света из чипа, что связано с величиной показателя преломления материала.

Темплейты AlN/SiC представляют собой продукт, ориентированный на электронику и оптоэлектронику дальнего УФ спектрального диапазона (210-300 нм). Для мощных высокотемпературных высокочастотных полевых транзисторов AlN/SiC темплейты представляют собой естественный аналог полуизолирующей подложки SiC, который к тому же заметно более дешевый. Сочетание высокой теплопроводности и пониженной плотности проникающих дислокаций делает возможным изготовление на AlN/SiC темплейтах мощных высокочастотных транзисторов нового поколения. В случае светодиодов дальнего УФ диапазона AlN/SiC темплейты позволяют, понизив плотность проникающих дислокаций, резко увеличить эффективность излучения света, что является наиболее критичным фактором для приборов этого класса.

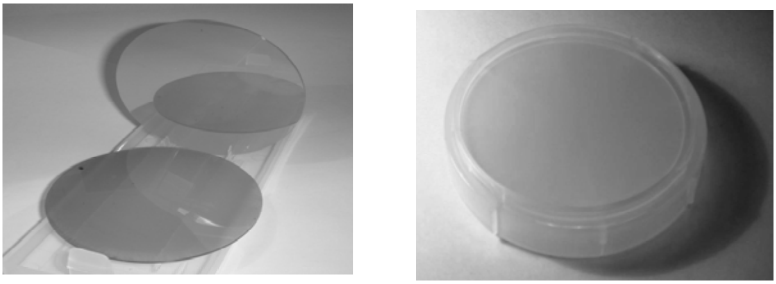


Рис.1 . Темплейты GaN(AlGaN)/Al_2O_3 (слева) и GaN(AlGaN)/SiC (справа), выращенные методом хлоридно-гидридной эпитаксии.

TEMPLATES FOR NITRIDE DEVICES

***Yu.N. Makarov*[1]* *T.Yu. Chemekova*[1], *I.S. Barash*[1], *A.D.Roenkov*[1], *S.Yu. Kurnikov*[1], *H. Helava*[2]**
[1] Nitride Crystals Group Ltd, St.Petersburg, 194156, Russia
[2] Helava Systems Inc, Deer Park, NY 11729, USA
phone.+7(812)7031397, e-mail: yuri. makarov@semitech.us

The technology of HVPE growth of GaN(AlGaN)/Al_2O_3, GaN(AlGaN)/SiC, AlN/SiC templates has been developed. Currently the technology provides templates diameter up to 2 inch with FWHMs in ω-scan being of 2-5 arcmin. Optimizations of the design of a reactor and growth conditions have allowed to increase the of output high quality templates with a low level of defects.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ И ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА InGAN/AlGaN/GaN, ПОКРЫТЫХ РАЗЛИЧНЫМИ ЛЮМИНОФОРАМИ, ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.В.Чуяс[1]***, А.В.Феопентов***[2]
[1] Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991
тел: (495) 939-29-94, факс: (495) 939-14-89, эл. почта: c.alexey@gmail.ru
[2] ОАО «Светлана-Оптоэлектроника», Санкт-Петербург, а/я 78, 194156

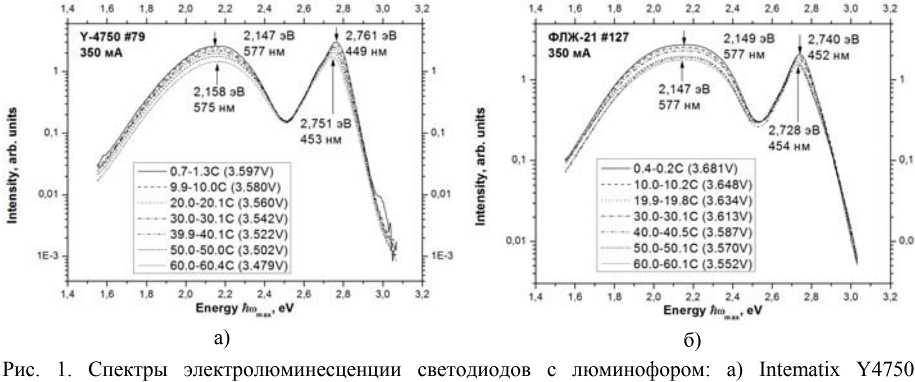
Исследования зависимости спектров электролюминесценции и эффективности светодиодов белого свечения от температуры нагрева T необходимы для понимания относительной роли свойств светодиодов синего свечения, возбуждающих люминофоры, и свойств разных люминофоров [1, 2], а также их взаимодействия. Зависимость свойств светодиодов от температуры T также связана с нагревом светодиодов при больших токах. Это связано с важнейшей проблемой падения квантового выхода излучения с увеличением тока.

Исследовались светодиоды белого свечения ИРС-50 с кристаллами МК-24 на кремниевых подкристальных платах. Корпус светодиодов изготовлен из дюралюминия Д-16, линза – из оптического поликарбоната. Полость линзы заполнена силиконовым гелем SilGel 612. В качестве компаунда люминофорной смеси использован силикон LS-6257. Была выбрана серия светодиодов на основе кристаллов синего свечения [3] со следующими слоями гетероструктуры: n-GaN – 4 мкм; 10 периодов буферной сверхрешетки InGaN/GaN – 0,1 мкм; 8 периодов активной области – ~0,5 мкм (барьер/яма – ½); 2 периода нелегированной сверхрешетки u-AlGaN/u-GaN; слой p-GaN – ~0,1 мкм.
Образцы различались двумя люминофорами с одинаковой длиной волны возбуждения (≈ 460 нм): фирмы Intematix, Y4750 [$(SrBaMg_2)_2SiO_4{:}Eu^{2+}$] и НИИ «Платан», ФЛЖ-21 [$(Gd_xY_{1-x})_3Al_5O_{12}{:}Ce^{3+}$].

Регистрация спектров проводилась при комнатной температуре в диапазоне токов 1 – 350 мА. Спектральное разрешение не хуже 0,1 нм.

Показано, что различие спектров светодиодов белого свечения с разными люминофорами (Y4750 и ФЛЖ-21) обусловлено как свойствами самих люминофоров (спектр ФЛЖ-21 неоднородно уширен в длинноволновую сторону), так и разным поглощением излучения синей линии кристаллов этими люминофорами: люминофор ФЛЖ-21 сильнее поглощает синее излучение, что приводит к увеличению показателя коротковолнового спада синей линии.

Интегральная интенсивность излучения светодиодов белого свечения уменьшается с увеличением температуры в интервале от 0 до +60 °C приблизительно с коэффициентом 0,55 – 0,33 %/°C. Большая часть падения интенсивности обусловлена падением интенсивности излучения люминофора. Пик интенсивности светодиода, соответствующий излучению люминофора, смещается на 1 – 2 нм.



а) б)

Рис. 1. Спектры электролюминесценции светодиодов с люминофором: а) Intematix Y4750 ($(SrBaMg_2)_2SiO_4{:}Eu^{2+}$; б) НИИ «Платан» ФЛЖ-21 $(Gd_xY_{1-x})_3Al_5O_{12}{:}Ce^{3+}$ при изменении температуры.

Форма синей линии в кристалле существенно меняется, как с длинноволновой (со стороны люминофора), так и с коротковолновой стороны. Знаменатель в показателе экспоненциального спада коротковолновой части пропорционален температуре $E_l = m \cdot kT$, но величина коэффициента m существенно больше единицы, $m = 2{,}2 \div 9{,}0$. Это можно объяснить влиянием поглощения излучения кристалла люминофором.

При малых токах < 4 мА преобладает падение напряжения на параллельном сопротивлении светодиода R_{II} и вольтамперные характеристики на этом участке линейны. Значение параллельного сопротивления увеличивается с ростом Т и не зависит от типа люминофора. С увеличением Т КПД и световая отдача в области максимума зависимости КПД от тока уменьшается на 2,5% для светодиодов с люминофором Y4750 и на 8% для светодиодов с люминофором ФЛЖ-21.

Показано, что с увеличением Т координаты цветности светодиодов белого свечения сдвигаются в область холодного свечения (0,374; 0,39) – (0,357; 0,345) вследствие уменьшения относительной доли излучения люминофора. Соответственно сдвигается коррелированная цветовая температура 4070 – 4506.

Светодиоды с люминофором Y4750 лучше для цветового восприятия человеческим глазом, в то время как светодиоды с люминофором ФЛЖ-21 имеют большие индексы цветопередачи и цветовую температуру. Повышение Т приводит к сдвигу коррелированной цветовой температуры вследствие падения относительной роли люминофора.

[1] R. Jabbarov, N. Musayeva, F. Scholz, T. Wunderer, A. N. Turkin, S. S. Shirokov, and A. E. Yunovich. Phys. Status Solidi A, 206 (2), 287 – 292 (2009).

[2] Н.П.Сощин, Н.А.Гальчина, Л.М.Коган, С.С.Широков, А.Э.Юнович. ФТП, **43** (5), 700 – 704 (2009).

[3] Д.А.Закгейм , И.П.Смирнова, И.В.Рожанский и др. ФТП, **39** (7), 885 (2005).

DEPENDENCE OF SPECTRA AND EFFICIENCY OF WHITE LIGHT-EMITTING DIODES BASED ON InGaN/AlGaN/GaN HETEROSTRUCTURES COVERED BY VARIOUS PHOSPHORS ON TEMPERATURE

A.V.Chuyas[1*]***, A.V.Feopentov***[2]

[1] M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Dept. Leninskie gory 1 Building 2, Moscow, Russia, 119991, e-mail: c.alexey@gmail.ru

[2] JSC «Svetlana-Optoelectronica», Saint-Petersburg, Postbox 78, Russia, 194156

Researching dependence of electroluminescence spectra and efficiency of white light-emitting diodes on heating temperature are necessary for understanding a relative role of blue light-emitting diodes properties exciting phosphors and properties of different phosphors and also their interactions. White light-emitting diodes based on identical blue-emitting crystals covered by two various phosphors [$(SrBaMg_2)_2SiO_4{:}Eu^{2+}$, $(Gd_xY_{1-x})_3Al_5O_{12}{:}Ce^{3+}$] with identical excitation wavelength (≈ 460 nm) were investigated. Spectra distinction of white light-emitting diodes with different phosphors is caused both phosphors properties (spectra FLJ-21 is inhomogeneously broadened to the long-wave side) and different absorption of blue-emitting crystals by these phosphors: phosphor FLJ-21 absorbs blue-emitting more strongly that leads to increasing short-wave decay index of blue line. Radiation intensity of white light-emitting diodes decreases with increasing temperature from 0 to +60 °C with factor 0,55 – 0,33 %/ °C. Temperature increasing leads to efficiency droop and also to shift of tristimulus values to cold luminescence region.