

«МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ»

2-я Научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ - электроники

16-17 мая 2012 года

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Москва

УДК 621.382(06)+539.2(06)+620.3(06)

ББК 22.36в6

Л 74

Мокеровские чтения. 2-я Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ - электроники 16-17 мая 2012 г.: тезисы докладов. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. – 60 с.

Тематика конференции объединила работы ведущих российских исследователей по целому ряду научно-технических и технологических задач в области гетероструктурной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники. Материалы докладов подготовлены сотрудниками различных учреждений: институтов Российской академии наук, представителями производственных организаций, ВУЗов и отражают современное состояние и пути развития проблем СВЧ твердотельной электроники на основе наноразмерных гетероструктур и других новых функциональных материалов. Тезисы докладов размещены в тематических секциях, в соответствие с программой конференции. Это разделы: фундаментальные аспекты наногетероструктурной сверхвысокочастотной электроники; полупроводниковые СВЧ приборы и устройства: производство, технологии и свойства; гетероструктуры и сверхрешетки, двумерные, одномерные и нульмерные структуры; структурные свойства наносистем и гетероструктур; нанометрология в электронике; оптоэлектронные приборы.

Конференция посвящена памяти члена-корреспондента РАН, профессора НИЯУ МИФИ Мокерова Владимира Григорьевича, видного ученого и основателя направления гетероструктурной СВЧ электроники в России.

Тезисы докладов издаются в авторской редакции

ISBN 978-5-7262-1686-7

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ» 2012

Подписано в печать 00.00.2012 Формат 60x84/16

Тираж 100 экз. Заказ 00

Типография НИЯУ МИФИ, Москва. Каширское шоссе д. 31

ОГЛАВЛЕНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Ю. ПОЖЕЛА, К. ПОЖЕЛА, Э. ШИРМУЛИС, А. ШИЛЕНАС, В. ЮЦЕНЕ Взаимодействие терагерцового излучения с колебаниями молекул в твердых телах	5
Г.К.САФАРАЛИЕВ Состояние и проблема материалов экстремальной электроники	7
В.Г.БАМБУРОВ, Н.И.КАРГИН Высокотемпературные спиновые инжекторы на основе монооксида европия	9
Д.В. ГРОМОВ, Ю.А. МАТВЕЕВ, В.А.ТЕЛЕЦ Нитрид галлия – перспективный материал для радиационностойкой СВЧ гетероструктурной электроники.	12
А.Л. ВАСИЛЬЕВ, М.Ю.ПРЕСНЯКОВ, И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, Г.Б. ГАЛИЕВ, Е.А. КЛИМОВ Технология наноразмерных гетерослоев InAs и GaAs в составных квантовых ямах InAlAs/InGaAs	14
Р.А. ХАБИБУЛЛИН, И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, Г.Б. ГАЛИЕВ, Е.А. КЛИМОВ, В.А. КУЛЬБАЧИНСКИЙ, П.Ю. БОКОВ Проблемы создания PHEMT гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs с тонким подзатворным барьером	16
Д.С. ПОНОМАРЕВ, И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, Г.Б. ГАЛИЕВ, Е.А. КЛИМОВ, В.А. КУЛЬБАЧИНСКИЙ, А.Л. ВАСИЛЬЕВ, И.А. СУББОТИН Дрейфовая скорость насыщения и эффективная масса электронов в наногетероструктурах с составной квантовой ямой In _{0,53} Ga _{0,47} As/InAs/In _{0,53} Ga _{0,47} As/InAs	18
Г.Б. ГАЛИЕВ, С.С. ПУШКАРЁВ, И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, А.Л. КВАНИН, Е.А. КЛИМОВ Поиск оптимальной конструкции метаморфного буфера для MHEMT наногетероструктур In _{0,68} Al _{0,32} As/In _{0,72} Ga _{0,28} As/GaAs	20
А.Н. ВИННИЧЕНКО, И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, М.М. ГРЕХОВ, Н.И. КАРГИН, М.Н. СТРИХАНОВ Технология PHEMT гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs с варизонными квантовыми ямами.	22

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЧ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА: ПРОИЗВОДСТВО, ТЕХНОЛОГИИ И СВОЙСТВА

А.Л. КАРУЗСКИЙ, А.В. ПЕРЕСТОРНИН, Н.А. ВОЛЧКОВ, В.В. КАПАЕВ, С.А. САВИНОВ, С.С. ШМЕЛЁВ, В.Н. МУРЗИН Высокочастотные свойства резонансно-туннельных структур в высокочастотных сверхпроводящих микрополосковых резонаторах	24
П.П. МАЛЬЦЕВ, М.В. МАЙТАМА, А.Ю. ПАВЛОВ, Н.В. ЩАВРУК МЭМС СВЧ коммутаторы сигналов, выполненные на подложках GaAs	26
А.К. ШЕСТАКОВ, К.С. ЖУРАВЛЕВ Компьютерное исследование СВЧ потерь в гетеробиполярных AlGaAs/GaAs pin диодах.	28
Е.М. САВЧЕНКО, Д.Г. ДРОЗДОВ, В.О. СИОМКО Исследование методов расчета пробивного напряжения транзисторов на основе гетероструктур AlGaIn/GaN	30
В.Л. РОМАНОВ, М.В. ДРАГУТЬ, О.А. ЛУКЬЯНЦЕВ Гибридная интегральная схема МШУ L, S - диапазонов в герметичном металлокерамическом корпусе на основе HEMT транзистора	32

В.Л. РОМАНОВ

Гетероструктурный НЕМТ транзистор в пластмассовом корпусе SOT –
23 для применения в наземных ФАР 34

В.С. СЫЗРАНОВ, В.Н. МУРЗИН, А.С. ЕРМОЛОВ, С.П. ЛЕБЕДЕВ

Фильтрация сигнала терагерцового и субтерагерцового диапазона частот
с помощью запердельного волновода 36

А.В. ВОЛОСОВ, А.Л. КУЗНЕЦОВ

Особенности процесса плазмохимического осаждения при формировании
пассивирующих покрытий в технологии приборов и ИС на основе GaAs 38

П.И. БЛИНОВ, Е.М. РЕЗКОВА, К.Д. ВАНЮХИН

Особенности формирования контактов методом взрывной литографии 40

**ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ, ДВУМЕРНЫЕ,
ОДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ.**

А.П. СЕНИЧКИН, А.С.БУГАЕВ, А.З. ЯЧМЕНЕВ, Д.В. ЛАВРУХИН, А.П. ЛИСИЦКИЙ

Особенности электронного транспорта в кристаллах GaAs
содержащих нанонити из атомов олова 42

Д.Ю. ПРОТАСОВ, К.С. ЖУРАВЛЕВ, Т.В. МАЛИН, А.В. ТИХОНОВ, А.Ф. ЦАЦУЛЬНИКОВ

Исследование механизмов рассеяния электронов
в гетероструктурах AlGaIn/GaN с двумерным электронным газом 44

А.А. МАКАРОВ, Ю.Н. СВЕШНИКОВ, И.Н. ЦЫПЛЕНКОВ

Исследование подвижности электронов в гетероструктурах
на основе GaN в зависимости от легирования донорного слоя 46

Ю.Г. САДОФЬЕВ

Выращивание структур ТГц ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии 48

И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, А.Н. ВИНИЧЕНКО, Ю.Д. СИБИРМОВСКИЙ, Н.И. КАРГИН, М.Н. СТРИХАНОВ

Самоорганизация ансамбля квантовых колец GaAs высокой
плотности при капельной эпитаксии 50

Л.С. ЛУНИН, С.Н. ЧЕБОТАРЕВ, А.С. ПАЩЕНКО, М.Л. ЛУНИНА

Ионно-лучевая кристаллизация квантовых точек II типа 52

**СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСИСТЕМ И ГЕТЕРОСТРУКТУР.
НАНОМЕТРОЛОГИЯ В ЭЛЕКТРОНИКЕ.**

И.П. КАЗАКОВ, М.А. БАЗАЛЕВСКИЙ, В.В. КАПАЕВ, С.А. САВИНОВ, В.И. ЦЕХОШ

Диагностика наногетероструктур GaAs/AlAs
в процессе выращивания методами отражения 54

В.В. САРАЙКИН, И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, А.Н. ВИНИЧЕНКО, К.Д. ЩЕРБАЧЕВ

Измерение мольной доли алюминия в тройных соединениях
Al_xGa_{1-x}As методом масс-спектрометрии вторичных ионов 56

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

А.З. ЮНОВИЧ

Светодиоды на основе наногетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN –
итоги исследований и разработок последнего десятилетия (ОБЗОР) 58

В.С. ПАШКОВ

Основные направления применения и разработки УФ светодиодов 59

**И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ, А.Н. ВИНИЧЕНКО, Г.Б. ГАЛИЕВ, М.М. ГРЕХОВ,
К.Д. ЩЕРБАЧЕВ, В.В. САРАЙКИН, Д.В. ЛАВРУХИН, Н.И. КАРГИН, М.Н. СТРИХАНОВ**

Метрологическое обеспечение РНЕМТ наногетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs 61
ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ 63

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОЛЕБАНИЯМИ
МОЛЕКУЛ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ**

**Ю. Пожела, К. Пожела, Э. Ширмулис, А. Шиленас, В. Юцене*

Институт физики полупроводников Центра физических и технологических наук,
Литва, 01108 г. Вильнюс, Улица Гоштаута, дом 11, e-mail: pozela@pfi.lt

В терагерцовом (ТГц) диапазоне электромагнитного излучения лежат важнейшие физические, химические и биологические процессы, определяющие как свойства материалов, так и жизнедеятельность живых организмов. В ТГц диапазоне лежат фононные резонансы кристаллических решеток, а также вращательные спектры многих органических молекул, включая колебания биологически важных коллективных мод ДНК и белков.

Определение спектра отражения (прохождения) ТГц излучения позволяет найти параметры колебательных процессов в кристаллах и биологических объектах, и определить методы регулирования свойств материалов.

Так, например, каждый полупроводник и ионный кристалл имеет характерный для него спектр отражения (прохождения) ТГц излучения, который определяется резонансным взаимодействием излучения с колебаниями решетки (полярными оптическими фононами). Спектр резонансных пиков является характерным индикатором материала, характеризующим состояние кристаллической решетки. Пример такого индикатора для BaF_2 , CaF_2 и сапфира ($\alpha-Al_2O_3$) показан на Рис. 1.

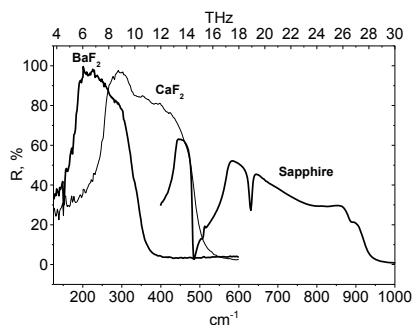


Рис. 1. Спектры отражения ТГц излучения в кристаллах с широким спектром плотности фононов.

В случае гетероструктур в спектре ТГц отражения проявляются параметры материалов, составляющих гетероструктуру, (Рис.2).

На Рис. 3 показан спектр отражения от образца биологического материала (живой матери). Для сравнения приведен спектр излучения Глобара (SiC), электрически нагретого до температуры 950 К, на котором видны характерные резонансы, обусловленные резонансным взаимодействием с частицами

воды в атмосфере воздуха. Резонансы в спектре биологического образца, возможно, связаны со специфическим состоянием воды в материале живой природы.

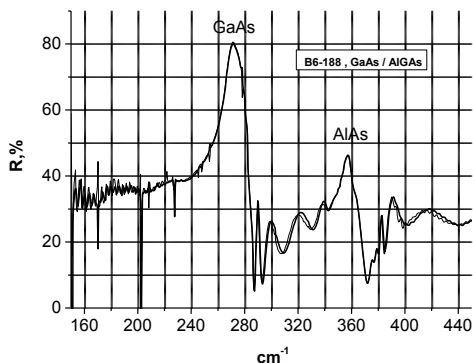


Рис. 2. Спектр отражения ТГц излучения для гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Резонансный характер поглощения ТГц излучения в материале позволяет избирательно воздействовать на параметры решетки кристалла, и тем самым управлять электронными свойствами материала. В биологических объектах воздействие ТГц излучения большой мощности означает возможность резонансного разрушения избранных молекулярных связей и ликвидации, например, злокачественных образований.

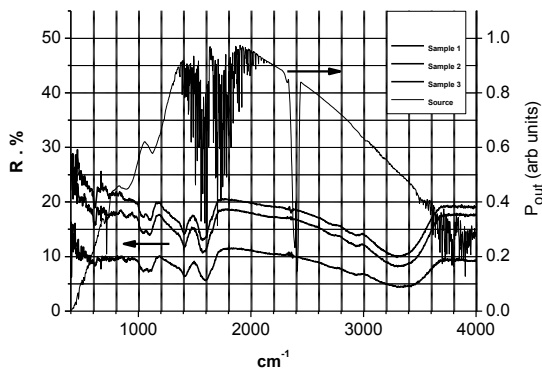


Рис. 3. Спектры отражения ТГц излучения от образцов из биологического материала (живой материи). Спектр излучения Глобара, P_{out} , во влажной атмосфере

**ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУР Al_2O_3/AlN МАГНЕТРОННЫМ
РАСПЫЛЕНИЕМ Al В ВЧ АКТИВИРОВАННОЙ ПЛАЗМЕ АЗОТА**

Г.К. Сафаралиев¹, Б.А. Билалов¹, М.А. Гитикчиев², Д.С. Даллаева¹

¹Дагестанский Государственный Технический Университет

367015, г. Махачкала, пр-т. Имама Шамиля, дом 70-а

²Дагестанский Государственный Университет

367000, г. Махачкала, ул. Гаджиева, дом 43-а

Расширение областей применения современных микроэлектронных приборов и устройств диктует необходимость расширения круга материалов, применяемых для их создания, обладающих стабильностью параметров при их эксплуатации в условиях повышенных температур и радиации.

В работе приведены результаты исследования ионно-плазменного процесса формирования наноразмерных слоёв нитрида алюминия (AlN) на подложках из сапфира (Al_2O_3). Электрофизические свойства широкозонных полупроводниковых материалов (AlN , GaN , SiC , алмаз, твердые растворы $(SiC)_x (AlN)_{1-x}$) позволяют использовать их при создании приборов для силовой и СВЧ электроники. Они также перспективны для разработки устройств, работающих в коротковолновой области спектра излучения. Так, нитрид алюминия (AlN) обладает большой шириной запрещенной зоны ($E_g = 6.28\text{эВ}$), высокими значениями критического (электрического) поля пробоя, повышенной стойкостью к воздействию температуры, радиации. Однако получение совершенных эпитаксиальных слоев AlN затруднено из-за отсутствия собственных подложек, и поэтому, эпитаксиальное осаждение осуществляется путем гетерозпитаксии с использованием инородных подложек (Al_2O_3 , SiC). Это связано с тем, что технология получения подложек из Al_2O_3 и SiC хорошо отработана. По электрофизическим, механическим и тепловым свойствам эти материалы соответствуют требованиям, предъявляемым к материалам применяемых при изготовлении электронных приборов эксплуатируемых в экстремальных условиях.

В результате проведенной работы разработана методика проведения в едином цикле совмещенного процесса ионной очистки, получения согласованного переходного слоя посредством азотирования поверхности сапфировой подложки по плоскости (0001), формирования на них совершенных эпитаксиальных слоев AlN , а также изучена зависимость морфологии пленок от условий синтеза.

Результаты, полученные в данной работе позволяют сделать вывод, что при получении слоев AlN методом ионно-плазменного распыления, повышение температуры подложки, стимулирует увеличение структурного совершенства напыляемого слоя. Работа выполнена при поддержке программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2011 годы)”.

**ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СПИНОВЫЕ ИНЖЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ
МОНООКСИДА ЕВРОПИЯ**

В.Г.Бамбуров¹, Н.И.Каргин²

¹Институт химии твёрдого тела УрО РАН,
620990, г. Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31

Ферромагнитные полупроводники, как функциональные материалы для электроники, продолжают привлекать исследователей и конструкторов своими уникальными возможностями для организации и преобразования энергетических потоков. При этом ожидаемый скачек в развитии элементной базы микроэлектроники связывается в настоящее время с освоением нанотехнологий и размерами активных областей электронных структур, сравнимыми с длиной свободного пробега электрона (менее 100 нм). Как известно, в современной вычислительной технике реализуется идея «один электрон – один бит информации», что является последней ступенью развития элементов памяти для цифровых схем. Дальнейшее развитие этой идеи предполагает спиновая электроника, в которой элементарным носителем информации становится спин электрона, а кодирование информации сводится к закреплению пространственной ориентации спина носителя тока относительно внешнего магнитного поля. При миниатюризации электронных схем в этом случае мы также сможем достигнуть реального повышения плотности записи информации логических систем.

Ферромагнетизм монооксида европия EuO и его полупроводниковая проводимость [1] связывается, прежде всего, с необычностью электронного строения двухзарядного иона европия. Находясь в наименьшей для редкоземельных металлов степени окисления, Eu^{2+} оказался обладателем максимального из возможного количества неспаренных электронов на 4f- электронном уровне. Этот факт обеспечил эффективный ферромагнетизм монооксида европия с колоссальным атомным магнитным моментом в 7 магнетонов Бора, что породило все возрастающий интерес к синтезу и исследованию свойств этого простого по строению оксида. Его кубическая (типа NaCl) структура, совпадающая с магнитной решеткой, открыла широкие перспективы для направленного изменения функциональных характеристик этого соединения. Магнетизм EuO обусловлен электронами внутренних 4f-оболочек ионов европия, радиус которых ($\approx 0,04$ нм) мал по сравнению с межкатионными расстояниями в ГЦК-решетке. Сами 4f-

электроны экранируются внешними валентными $5d_{25p6}$ -оболочками. Поэтому обменное взаимодействие между катионами европия реализуется благодаря наличию у них $5d$ -незаполненных уровней с радиусом, достаточным для перекрывания волновых функций ближайших соседних катионных узлов кристаллической решетки, обеспечивая таким образом «прямой возбужденный обмен» [2] при 68 К.

Проблема повышения температуры магнитного упорядочения – температуры Кюри (T_K) решалась несколькими способами. Среди них отметим [3, 4] следующие: 1. Всестороннее сжатие, сопровождаемое обратимым эффектом повышения T_K на 7К при уменьшении параметра решетки на 1 ангстрем. 2. Синтез гомогенных твердых растворов в системе $\text{EuO} - \text{CaO}$, сопровождаемый сохранением T_K при некотором (до 20 мол%) диамагнитном разбавлении ферромагнитной решетки EuO . 3. Создание магнитных примесных состояний в твердых растворах замещения на основе редкоземельных элементов в системах $\text{EuO} - \langle \text{SmO} \rangle$ ($T_K = 120\text{K}$) и $\text{EuO} - \text{Gd}_2\text{O}_3$ ($T_K = 98\text{K}$). Во всех случаях компактные образцы сохраняли полупроводниковую проводимость с тенденцией повышения уровня электропроводности.

Полученные результаты открывают дополнительные возможности для предполагаемых приложений в области электроники и радиотехники для создания элементов памяти на оптикомагнитной основе реализации процессов записи и считывания информации, в том числе на базе спинтронных преобразователей для регистрации и измерения изменяющихся энергетических полей.

Спинтроника, в свою очередь, включает дополнительную возможность для сохранения информации, основанную на использовании имеющихся у таких носителей еще одной – «спиновой» степени свободы – или собственного магнитного момента. Кроме того, наличие подобных магнитных моментов у атомных ядер также открывает дополнительные возможности для локализации и обработки квантовой информации [5], используя все те же магнитные моменты электронов. Высокое быстродействие устройств спинтроники обеспечивается за счет того, что в них не обязательно перемещать в пространстве заряд и связанную с ним массу. Для переключения состояния достаточно развернуть спин в обратном направлении.

Особый интерес для спинтроники представляют ферромагнитные композиты на основе «классического» магнитного полупроводника - монооксида европия (EuO) с $T_K = 69\text{K}$. При $T = 0\text{K}$ он обладает рекордной для ферромагнетиков намагниченностью насыщения, $4\pi M = 2,4 \text{ Тл}$, что соответствует магнитному моменту иона Eu^{+2} в $7\mu\text{Б}$. При

этом носители тока в EuO обладают почти 100% спиновым порядком – спиновая подзона для антипараллельных спинов пуста. Поэтому при низких температурах монооксид европия способен обладать спиновой инъекцией такого же порядка.

По этим показателям с ним сравнимы монофазные твердые растворы $\text{Eu}_{1-x}\text{R}_x$, где $\text{R} - \text{La, Gd, Sm}$, T_k которых удалось повысить до 120 – 130К за счет эффекта магнитной гетерогенности и механизма обмена между магнитными квазимолекулами [4]. Путем такого легирования EuO удалось в широких пределах менять величину его удельного электросопротивления и концентрацию электронных носителей заряда – от характерной для полупроводников до полуметалла [6, 7]. Этим обеспечивалась прозрачность интерфейса при создании контакта с немагнитным полупроводником.

С целью сохранения положительных качеств EuO в рамках обозначенных эффектов предполагается осуществить синтез композитов $\text{EuO} - \text{Fe}(\text{Co})$, в том числе, в виде тонких пленок наноразмерной толщины с T_k согласно присутствующим в композите ферромагнетикам. При этом сами композиты остаются полупроводниками с шириной запрещенной зоны $E_g = 0,75$ эВ и величинами удельного электросопротивления $\rho \approx 1 - 10$ Ом/см при комнатных температурах.

Таким образом, появляются основания для возможной реализации работ по созданию спинтронного устройства в виде полевого транзистора с немагнитным полупроводником GaAs в качестве коллектора, обладающего спиновым токопереносом при комнатных температурах.

Литература

1. Mattis В.Т., Bozorth R.M., van Vleck J.H. Phys. Rev. Lett. -1966, V.7, S.160.
2. Гуденаф Дж. Магнетизм и химическая связь – М.: Металлургия, 1967, 648 с.
3. Бамбуров В.Г., Самохвалов А.А. Химия и физика монохалькогенидов европия – ЖВХО им Менделеева, 1981, т. 26, 12 -15 с.
4. Бамбуров В.Г., Борухович А.С., Самохвалов А.А. Введение в физикохимию ферромагнитных полупроводников – М.: Металлургия, 1988, 144 с.
5. [www. t-generation.ru/013_spintronics.html](http://www.t-generation.ru/013_spintronics.html) | ТЕХНОЛОГИИ НАЧАЛА 21-го ВЕКА | СПИНТРОНИКА, 2011, 09. 12, P. 1-4.
6. Борухович А.С., Игнатъева Н.И., Бамбуров В.Г. Ферромагнитный композит для спинтроники – ДАН, 2005, Т. 402, № 2. С. 181-183.
7. Игнатъева Н.И., Борухович А.С., Бамбуров В.Г. Композиционные магнитные материалы EuO/Fe – Перспективные материалы, 2005, № 5, С. 68-71.

НИТРИД ГАЛЛИЯ – ПЕРСПЕКТИВНЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ РАДИАЦИОННОСТОЙКОЙ СВЧ ГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Д.В. Громов, Ю.А. Матвеев, В.А. Телец

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: dvгром@spels.ru

В настоящее время активно ведутся исследования по разработке элементной базы РЭА на основе нитрида галлия [1,2].

Возможность использования этих приборов в устройствах, эксплуатируемых в условиях воздействия радиационных факторов, вызывает необходимость исследования в них радиационных эффектов, которые по существу определяют отказоустойчивость радиоэлектронной аппаратуры в экстремальных условиях эксплуатации.

В данной работе проведен анализ базовых радиационных эффектов в нитриде галлия.

Структурные эффекты. Пороговая энергия смещения (дефектообразования) E_d является фундаментальным показателем стойкости полупроводниковых материалов к воздействию стационарных ионизирующих излучений при образовании радиационных дефектов в структуре материала. Наличие подобных дефектов в полупроводнике приводит к деградации основных электрофизических параметров - концентрации, времени жизни и подвижности носителей заряда.

Значение пороговой энергии связано с постоянной решетки полупроводника a_0 и может быть оценено с помощью эмпирического соотношения [3]: $1,1 E_d = (10/a_0)^{4,363}$. Расчетные значения E_d для различных полупроводниковых материалов в зависимости от постоянной решетки материала приведены в табл. 1.

Таблица 1

Пороговая энергия E_d в зависимости от постоянной решетки полупроводника a_0

Полупроводник	GaAs(Ge)	Si	SiC	C (алмаз)	GaN	H-SiC
a_0 , А	5,65	5,431	4,36	3,57	3,15	3,08
E_d , эВ	9	12,8	37	80	145	153

Пороговая энергия является фундаментальным показателем стойкости полупроводниковых материалов к воздействию стационарных ионизирующих излучений. Поэтому можно предполагать, что GaN является одним из наиболее стойких к воздействию радиации полупроводников, используемых в твердотельной СВЧ электронике. Он близок по этому свойству к H-SiC.

Эффекты мощности дозы. Действие импульсных ионизирующих излучений на полупроводниковые элементы сопровождается ионизацией, т.е. генерацией неравновесных электронно-дырочных пар. Для количественного описания уровня воздействия используют такую интегральную (усредненную) характеристику, как мощность поглощенной дозы.

Мощность поглощенной дозы определяет скорость генерации неравновесных носителей заряда (интенсивность ионизации).

Скорость генерации неравновесных носителей можно представить в виде:

$$G(t) = g_0 P_\gamma(t),$$

где $g_0 = 10^{14} \rho / (1,602 E_{и})$ – эффективность ионизации, пар/(см³ рад); $E_{и} = 2,67 E_g + 0,87$, эВ; ρ – плотность полупроводникового материала, г/см³; E_g – ширина запрещенной зоны, эВ; P_γ – мощность поглощенной дозы, рад/с.

Эффективность ионизации g_0 является критерием, по которому в первом приближении можно проводить сравнения по стойкости к воздействию ИИ. Эта величина определяет количество избыточных носителей заряда в областях полупроводниковых приборов, которые формируют дополнительный ионизационный ток в областях полупроводниковых структур.

В табл. 2 приведены значения g_0 для различных материалов, применяемых в твердотельной СВЧ электронике.

Таблица 2

Эффективность ионизации для различных полупроводниковых материалов

Полупроводник	H-SiC	GaN	Si	GaAs	Ge
g_0 , пар/(см ³ рад)	$2,3 \cdot 10^{13}$	$4,0 \cdot 10^{13}$	$4,3 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{14}$

Таким образом, при идентичных топологических и электрофизических параметрах элементов ионизационный ток в GaN приборах будет сравним с кремниевыми структурами, и будет существенно меньше по сравнению с элементами на арсениде галлия и германии.

Анализ приведенных данных показывает, что GaN является достаточно перспективным полупроводниковым материалом с точки зрения создания радиационно-стойкой СВЧ элементной базы для использования в военной и космической технике.

Литература

1. Rudiger Quay. Gallium Nitride Electronics. Springer Series in Materials Science, 1996. 498 p.
2. Данилин В., Жукова Т., Кузнецов Ю., Тараканов С., Уваров Н. Транзистор на GaN пока самый крепкий орешек. // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. 2005. №4. С.20–29.
3. Лебедев А.А., Козловский И.И., Строкан Н.Б. и др. Радиационная стойкость широкозонных полупроводников (на примере карбида кремния) // Физика и техника полупроводников. 2002. Т 36. вып.11. С. 1354 – 1359.

**ТЕХНОЛОГИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСЛОЕВ InAs И GaAs В
СОСТАВНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ InAlAs/InGaAs**

А.Л. Васильев¹, М.Ю.Пресняков¹, И.С. Васильевский², Г.Б. Галиев³, Е.А. Климов³

¹ Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский Институт»,
123098 г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, e-mail: a.vasiliev56@gmail.com

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

³ ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр-д., д.7, e-mail: galiev_galib@mail.ru

Слоевой дизайн гетероструктур для СВЧ электроники непрерывно совершенствуется для увеличения дрейфовой скорости насыщения электронов, снижения рассеяния, увеличения поля насыщения. Одним из интересных решений является переход к составным квантовым ямам, содержащим несколько монослоев (МС) чистого InAs. Такое решение позволяет уменьшить эффективную массу электронов в КЯ с одной [1, 2] или двумя [3] вставками InAs. В то же время, этот путь требует оптимизации технологии формирования напряженных наноразмерных слоев.

В представленной работе приведены данные исследования образцов гетероструктур с различной конструкцией активной области, с одной и двумя симметрично расположенными вставками InAs методами высокоразрешающей просвечивающей растровой электронной микроскопии (ВР ПРЭМ).

Для снижения вероятности образования дислокаций несоответствия на гетерогранице InAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As температура роста в серии образцов понижалась от 500°C до 410°C, при этом также варьировалось давление мышьяка. Слишком низкая температура роста и высокое давление мышьяка приводило к деградации подвижности электронов до $\sim 0,8-2,2 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Как мы полагаем, эти факторы вызывали подавление миграции адатомов, что приводило к увеличению дефектности растущих слоев. Однако, при температуре 430 С снижение P_{As} от $\sim 1 \times 10^{-5}$ Торр до 3×10^{-6} Торр при росте вставки InAs привело к возрастанию подвижности электронов на 35%. По оптимизированной технологии выращены структуры с симметрично расположенными вставками InAs. Также исследовались образцы с выращенными 3 МС GaAs на интерфейсе InAlAs/InGaAs. Такие слои, во-первых, могут компенсировать деформацию напряженных слоев InAs, во вторых, создают барьер для оптических фононов InAlAs-типа.

Поперечные срезы образцов гетероструктур для ПРЭМ были изготовлены с помощью фокусированных ионных пучков (ФИП).

с последующим ионным травлением (ионами Ar^+) различной энергии со стороны подложки. Исследования проводились в просвечивающем/сканирующем электронном микроскопе Титан 80-300, оборудованном корректором сферической абберации, высокоугловым кольцевым темнопольным детектором (ВУКТД) и системами рентгенодисперсионного микроанализа и анализа потерь энергии электронов.

Применение ВР ПРЭМ в сочетании с использованием ВУКТД позволило с высокой точностью определить параметры всех слоев гетероструктур и пример исследования поперечного среза приведен на рис. 1 а и б. Обнаружено, что границы между слоями фактически атомно гладкие, неровности не превышают 1-2 монослоя. Исследование поперечных срезов в плане показали отсутствие дислокаций несоответствия или проникающих дислокаций в гетероструктуре. Дислокации несоответствия обнаружены только на границе раздела подложка/гетероструктура, но они оказались локализованы на данной границе.

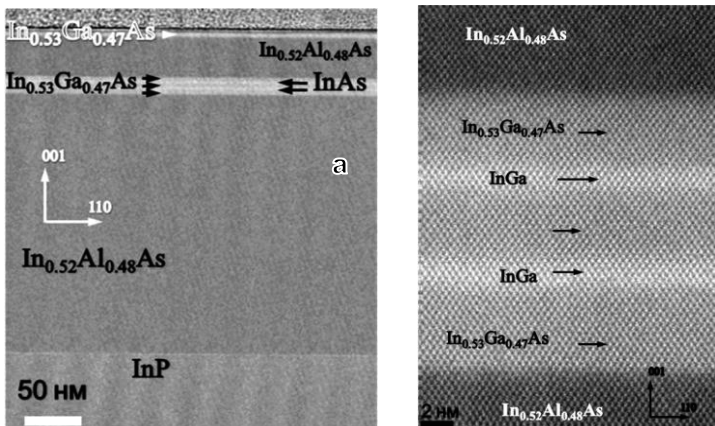


Рис.1. а) Темнопольное ПРЭМ изображение поперечного среза гетероструктуры с двумя вставками б) ВР изображение центральной части этой гетероструктуры.

Проведенная в работе оптимизация технологии роста структур, содержащих наноразмерные вставки InAs и GaAs, позволяет изготовить составные квантовые ямы, обладающие высоким структурным совершенством и хорошими электрофизическими параметрами.

Литература

1. Akazaki T., Nitta J., Takayanagi H., Enoki T. *et. al.* // Appl. Phys. Lett. **65**, 1263 (1994)
2. А. Л. Васильев, И. С. Васильевский *и др.* Кристаллография **56(2)**, 324 (2011)
3. Д.С. Пономарев, И. С. Васильевский, Г. Б. Галиев *и др.* ФТП **46(4)**, 500 (2012)

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ РНЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{AlGaAs/InGaAs/GaAs}$
С ТОНКИМ ПОДЗАТВОРНЫМ БАРЬЕРОМ

*Р.А. Хабибуллин¹, И.С. Васильевский¹, Г.Б. Галиев², Е.А. Климов²,
В.А. Кульбачинский³, П.Ю. Бокос³*

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: khabibullin_r@mail.ru

²Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН,
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
119991 ГСП-1, Ленинские горы

Исследование квантовых ям (КЯ), близких к поверхности, в гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As/Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ является актуальной задачей для создания более совершенных транзисторных гетероструктур. При приближении КЯ к поверхности гетероструктуры, с одной стороны, возрастает модуляция потенциала КЯ затворным напряжением, что приводит к увеличению частоты. С другой стороны, при уменьшении толщины барьерного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ возрастает влияние поверхностного потенциала, что приводит к изменению зонного профиля в гетероструктуре.

В работе [1] было рассчитано увеличение степени дельта-легирования кремнием при приближении КЯ к поверхности для сохранения концентрации электронов n_s в КЯ. На основании проведенного моделирования методом молекулярно-лучевой эпитаксии была выращена серия образцов с толщиной барьерного слоя $L_b = 23, 18, 15, 13, 11, 9, 7$ и 5 нм и заданной $n_s = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Измерения показали,

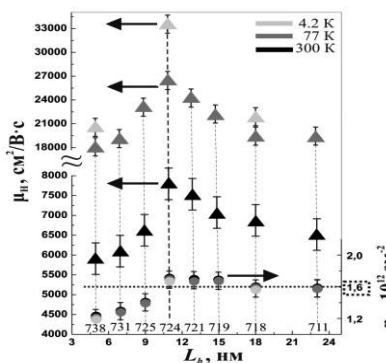


Рис.1. Холловская подвижность и концентрация электронов в серии образцов с разной L_b при температурах 300, 77 и 4,2К

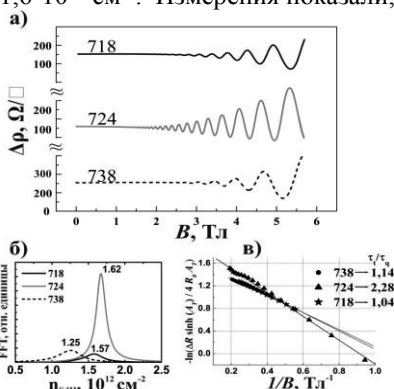


Рис.2. а) осцилляции Шубникова-де Гааза для образцов 718, 724 и 738; б) Фурье спектр осцилляций ШДГ; в) график Дингла из осцилляций ШДГ

что зависимость холловской подвижности μ_H от L_b имеет немонотонный характер (см. рис. 1) с максимальным значением μ_H , наблюдаемом в образце 724 с промежуточной толщиной барьерного слоя $L_b = 11$ нм. Для детального исследования механизмов рассеяния были выбраны три характерных образца (738, 724 и 718), на которых исследовался низкотемпературный электронный магнетотранспорт (рис. 2). Из осцилляций Шубникова – де Гааза методом Дингла были вычислены квантовые времена рассеяния электронов τ_q . Из спектров фотоотражения (рис. 3) с помощью модели Аспнеса и Штудны были вычислены значения напряженности встроенного электрического поля в барьерном слое исследуемых образцов [2]. Из спектров фотолюминесценции (рис. 4) были определены энергии переходов между подзонами электронов и дырок в КЯ.

На основании полученных экспериментальных данных был сделан вывод: немонотонная зависимость μ_e от L_b в РНЕМТ гетероструктуре с КЯ $Al_{0,23}Ga_{0,77}As/In_{0,2}Ga_{0,8}As/GaAs$ связана с возрастанием рассеяния на ионизированных донорах, обусловленного различными причинами. При малых L_b - увеличивается плотности доноров и происходит уширение профиля их распределения вследствие усиления процессов сегрегации и диффузии; при больших L_b - понижается энергия дна зоны проводимости в области легирования, что приводит к увеличению амплитуды хвоста электронной волновой функции в области ионизированных доноров.

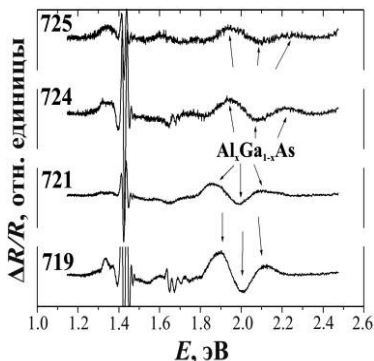


Рис. 3. Спектры фотоотражения образцов 719, 721, 724 и 725

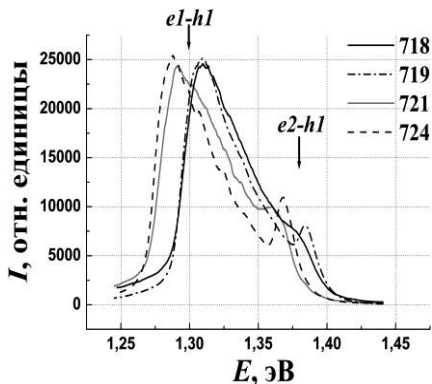


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции образцов 718, 719, 721 и 724 при 77

Литература

1. Р.А. Хабибуллин, И.С. Васильевский и др., ФТП, **45** (5), 666 (2011).
2. R.A. Khabibullin, I.S. Vasil'evskii et al., J. Phys.: Conf. Ser., **345**, 012015 (2012).

**ДРЕЙФОВАЯ СКОРОСТЬ НАСЫЩЕНИЯ И ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА
ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С СОСТАВНОЙ
КВАНТОВОЙ ЯМОЙ $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InAs}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InAs}$**

*Д.С. Пономарев¹, И.С. Васильевский¹, Г.Б. Галиев², Е.А. Климов²,
В.А. Кульбачинский³, А.Л. Васильев^{4,5}, И.А. Субботин^{4,5}*

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ponomarev_dmitri@mail.ru

²Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН,
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
119991 ГСП-1, Ленинские горы

⁴Р.Н.Ц. "Курчатовский институт"

123182, г. Москва, пл. Курчатова, дом 1

⁵Институт кристаллографии РАН

119333, г. Москва, Ленинский пр-т, дом 59

Одним из преимуществ использования гетеросистем $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}/\text{InP}$ является возможность получения более высокой дрейфовой скорости V_{dr} насыщения электронов в квантовой яме (КЯ) InGaAs по сравнению с другими арсенидными гетеросистемами. В сильных электростатических полях $E \sim 10^5$ В/см, энергия электронов становится сравнимой с энергией полярных оптических фононов, что приводит к дополнительной фононной эмиссии и возрастанию темпа рассеяния “горячих” электронов. В результате такого процесса “горячие” электроны теряют часть своей энергии, вследствие чего средняя дрейфовая скорость выходит на насыщение и определяется согласно формуле: $V_{dr,нас} = \sqrt{\frac{2E_{opf}}{m^*}}$, где E_{opf} – энергия оптического фонона, а m^* – эффективная масса носителей в КЯ. Поэтому, при разработке конструкции гетероструктуры необходимо создавать дизайн активного слоя с малой эффективной массой двумерных носителей.

В работе [1] нами был впервые предложен подход к уменьшению эффективной массы электронов m_e^* в КЯ различного состава за счет введения 2-х нанослоев InAs в КЯ $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (см. рис. 1, б). Было показано, что дизайн гетероструктуры нужно подбирать исходя из двух условий. Первое – необходимо увеличивать среднее содержание InAs в КЯ, а второе – избегать релаксации возникающего напряжения в слое $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. В этом случае волновые функции электронов не являются локализованными в области одной из вставок, в отличие от случая одиночного слоя InAs , а по причине достаточно большого расстояния между вставками, распространяются на область, сравнимую с полной шириной составной КЯ (СКЯ).

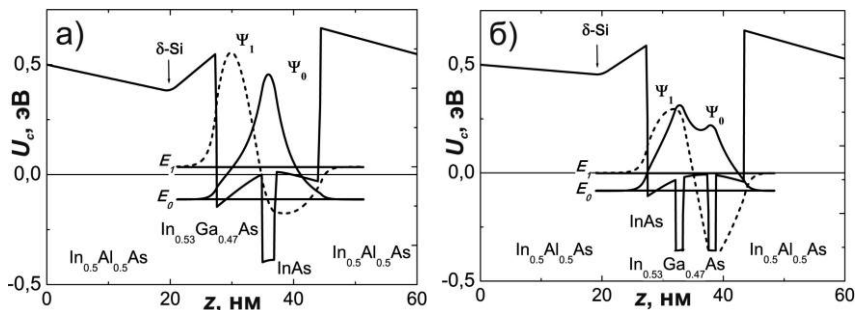


Рис. 1. Зона проводимости U_c и профили ВФ электронов Ψ_i в СКЯ, содержащей одну (а) и две нановставки InAs (б) с односторонним δ -легированием кремнием. Нуль энергии отчитывается от уровня Ферми

Экспериментальные значения m_e^* были определены из эффекта Шубникова-де Гааза при двух температурах 4,2 и 8,4 К (см. рис. 2). Амплитуда осцилляций магнетосопротивления возрастает при понижении температуры, что дает возможность определить циклотронную массу на экстремальных сечениях поверхности Ферми. При учете непараболичности энергетического спектра электронов получено хорошее соответствие экспериментальных величин m_e^* и расчетных данных [2]. Показано, что использование СКЯ, состоящей только из двух симметрично расположенных нановставок InAs толщиной 1,2 нм, приводит к заметному уменьшению эффективной массы электронов на 26%, при этом сохраняя концентрацию электронов достаточно большой. При этом увеличение числа нановставок InAs не приводит к желаемому уменьшению m_e^* , так как в этом случае распределение ВФ электронов имеет вид, почти идентичный ВФ в одиночной яме.

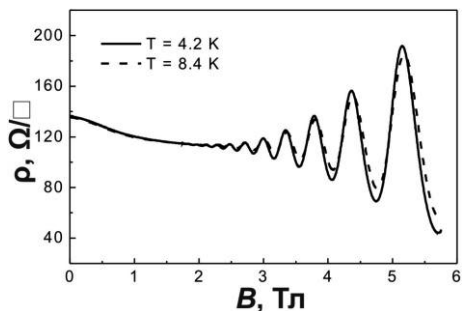


Рис. 2. Осцилляции ШдГ при $T=4,2$ и $8,4$ К

Литература

1. Д.С. Пономарев, И.С. Васильевский и др., ФТП, **46** (4), 500 (2012).
2. D.S. Ponomarev, I. S. Vasil'evskii et al., Semicond. Sci. Technol., **27** (3), 035021 (2012).

**ПОИСК ОПТИМАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ МЕТАМОРФНОГО БУФЕРА ДЛЯ
МНЕМТ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.32}\text{As}/\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}/\text{GaAs}$**

*Г.Б. Галиев¹, С.С. Пушкарёв^{*1,2}, И.С. Васильевский², А.Л. Кванин², Е.А. Климов¹*

¹Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр. 5, e-mail: s_s_e_r_p@mail.ru

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

В настоящее время обнаруживается тенденция вытеснения НЕМТ наногетероструктур $\text{InAlAs}/\text{InGaAs}$ на подложках InP , являющихся базой для СВЧ электроники микроволнового диапазона, метаморфными НЕМТ (МНЕМТ) наногетероструктурами. Причина заключается в открывающейся возможности использовать более надёжные и дешёвые подложки GaAs вместо InP и выбирать нужный состав активной области. Эпитаксиально выращенные МНЕМТ наногетероструктуры характеризуются двумя важными параметрами. Первый параметр – плотность дислокаций, прорастающих в активные слои и на поверхность, – во многом определяет подвижность электронов. Второй параметр – шероховатость поверхности, имеющей характерный для метаморфных структур поперечнополосатый рельеф, эта величина влияет на успешное создание наноразмерных топологий при изготовлении МИС.

В данной работе представлены результаты исследования выращенных методом МЛЭ МНЕМТ наногетероструктур с δ -легированным кремнием квантовой ямой $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.32}\text{As}/\text{In}_{0.72}\text{Ga}_{0.28}\text{As}/\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.32}\text{As}$ толщиной 160 Å и с метаморфным буфером (ММБ) $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ различной конструкции. Исследовались ММБ как с линейным, так и со ступенчатым изменением x по толщине. Внутри линейного ММБ (в середину и ближе к концу) были вставлены две рассогласованные сверхрешётки $\text{In}_{0.50}\text{Al}_{0.50}\text{As}/\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$ и $\text{In}_{0.72}\text{Al}_{0.28}\text{As}/\text{In}_{0.58}\text{Ga}_{0.42}\text{As}$ по 5 периодов (образец № 830) и по 30 периодов (образец № 888) каждая. В ступенчатом ММБ (образец № 889) состав изменялся скачкообразно на $\Delta x = 0.05$ через каждые 70 нм. Подвижность μ_e и слоевая концентрация n_S электронов в образцах были измерены методом Ван дер Пау, а среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS) была измерена методом АСМ. Полученные значения представлены в таблице 1.

Как видно из данных таблицы, наилучшими электрофизическими параметрами обладает образец № 888 с двумя толстыми сверхрешётками внутри линейного ММБ. По сравнению с ним образец № 830

с тонкими сверхрешётками демонстрирует меньшую подвижность электронов, но зато более гладкую поверхность. Это можно объяснить тем, что толстые рассогласованные сверхрешётки лучше фильтруют дислокации [1, 2], но образующиеся в них механические напряжения достигают больших величин и приводят к большему искривлению поверхности [3]. Что касается образца № 889 со ступенчатым ММБ, то он удачно сочетает в себе высокое значение μ_e (при комнатной температуре не уступающее значению μ_e в образце № 888) и относительную гладкость поверхности (величина RMS практически совпадает с величиной RMS для образца № 830). Малое рассеяние электронов может быть объяснено фильтрацией прорастающих дислокаций многочисленными гетерограницами между напряжёнными слоями ММБ, а гладкость поверхности – распределением механических напряжений, связанных с этими гетерограницами, по всей толщине ММБ (в то время как в образцах со сверхрешётками они сосредоточены в области сверхрешёток, одна из которых приближена к поверхности).

Работа выполнена в рамках госконтрактов № 14.740.11.0869 и № 16.513.11.3113 по заказу Минобрнауки.

Таблица 1.

Электрофизические параметры и шероховатость поверхности образцов

№	$\mu_e, \text{см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$		$n_s, 10^{12} \text{см}^{-2}$		RMS, нм
	300 К	77 К	300 К	77 К	
830	10500	33900	1.41	1.36	4.7
888	11900	47100	1.56	1.47	6.3
889	11600	44200	1.53	1.45	4.6

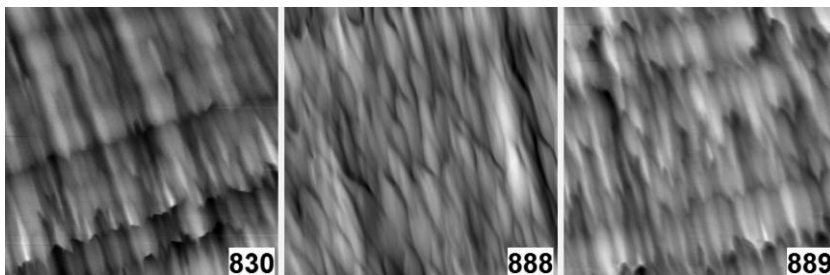


Рис. 1. АСМ изображения поверхности образцов (10×10 мкм)

Литература

1. P. L. Gourley, R. M. Biefeld, L. R. Dawson. Appl. Phys. Lett., **47** (5), 482 (1985).
2. V. Tokranov n, P. Nagaiah, M. Yakimov, *et. al.* Journ. of Cryst. Growth, **323**, 35 (2011).
3. E.A. Fitzgerald, S.B. Samavedam, Y.H. Xie, *et. al.* J. Vac. Sci. Technol., **15** (3), 1048 (1997).

**ТЕХНОЛОГИЯ РНЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{AlGaAs/InGaAs/GaAs}$
С ВАРИЗОННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

А.Н. Виниченко, И.С. Васильевский, М.М. Грехов, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: vanaxel@gmail.com

Дизайн гетероструктур A_3B_5 имеет достаточно много степеней свободы. Не только толщина и состав слоев, способ легирования, но и изменение профиля состава может обеспечить изменение зонной структуры и условий рассеяния носителей тока, улучшить параметры транзисторов. Использование варизонных слоев в РНЕМТ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ структурах еще не освоено. Известно, что в транзисторных гетероструктурах сильное легирование и большая концентрация электронов в КЯ приводят к возникновению заметной асимметрии дна КЯ. Это отрицательно сказывается на подвижности двумерных электронов, так как, во-первых, эффективная ширина КЯ снижается, вследствие чего энергетический зазор между подзонами уменьшается, во-вторых, центроид двумерных электронов располагается ближе к ионизированным донорам. Варизонные слои $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с неоднородным профилем состава $y(z)$ обеспечивают дополнительный вклад в энергетические профили зон $\Delta E_g(z)$ и $\Delta E_c(z)$, что может компенсировать электростатический вклад в формирование зонной диаграммы структур. Кроме того, неоднородное распределение InAs в РНЕМТ может расширить ограничения на псевдоморфный рост канала, а также снизить ударную ионизацию, по сравнению с однородной КЯ с высоким содержанием InAs . Цель работы состояла в реализации технологии варизонных РНЕМТ гетероструктур.

Расчеты зонной структуры показали, что в односторонне-легированных 1δ -РНЕМТ гетероструктурах линейный профиль $y(z)$ позволяет скомпенсировать наклон дна КЯ, составляющий \sim мэВ для концентрации $\sim 1,5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в линейном приближении. В двусторонне-легированных 2δ -РНЕМТ с концентрацией электронов $\sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ имеется как небольшой линейный наклон дна КЯ, так и параболический изгиб дна КЯ, поэтому компенсация более сложная. В первом приближении для компенсации выбран треугольный профиль $y(z)$.

Образцы выращены методом МЛЭ в НОЦ "Нанотехнологии" НИЯУ МИФИ; был проделан скейлинг скорости роста при сохранении состава и толщины слоев, поскольку малая толщина слоя $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ (10 нм) не позволяла реализовать быстрое изменение состава в течение времени

роста при стандартных режимах ($V_{\text{InyGa}1-y\text{As}} = 17$ нм/мин). Варизонный профиль $y(z)$ реализован за счет изменения давления потока In в процессе роста, по заранее откалиброванной зависимости источника потока $P_{\text{In}}(T_{\text{In}})$. Перепад температуры In источника составил 23°C для обеспечения изменения содержания InAs от $y=15\%$ до $y=25\%$ в односторонне легированных РНЕМТ при скорости роста $V_{\text{InyGa}1-y\text{As}} \sim 7$ нм/мин. Опорные образцы с однородной по составу КЯ были выращены при прочих равных условиях. Результаты измерений подвижности и концентрации электронов в образцах приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

Электрофизические параметры образцов.

№	тип	y(z) нач.-сред.- кон.	$\mu_e, \text{см}^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$		$n_s, 10^{12} \text{см}^{-2}$	
			300 К	77 К	300 К	77 К
67	однор. 1δ	20%	6340	22410	1.51	1.49
68	вариз. 1δ	15-20-25%	6190	18050	1.59	1.60
74	однор. 2δ	20%	5320	12050	2.30	2.27
75	вариз. 2δ	20-22-18%	5890	15200	2.40	2.36

Предварительный анализ показал, что при скейлинге скорости роста несколько уменьшились толщины всей структуры, толщина КЯ оказалась ~ 8 нм. Однако, это не привело к ухудшению электрофизических параметров образцов по сравнению со стандартными РНЕМТ гетероструктурами. Влияние варизонной КЯ в исследованных образцах неоднозначно. Видно, что в односторонних 1δ РНЕМТ подвижность уменьшилась при практически неизменной концентрации электронов. В двусторонне-легированных 2δ РНЕМТ подвижность электронов заметно увеличилась. Отличие в таком поведении, вероятно, обусловлено степенью асимметрии КЯ в опорных структурах. В 1δ РНЕМТ она выше, и компенсация наклона дна КЯ приводит к возрастанию эффективной ширины КЯ, вместе с тем растет и межподзонное рассеяние. В однородных КЯ 2δ РНЕМТ профиль КЯ исходно более симметричный. Предполагается, что при увеличении ширины КЯ и толщины спейсера эффект варизонного профиля КЯ будет еще заметнее.

При дальнейшей оптимизацией структуры, по данной технологии будут созданы транзисторы и проанализировано влияние варизонной конструкции КЯ в гетероструктуре на крутизну, пробивное напряжение, граничную частоту усиления по току и коэффициент шума.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП НИЯУ МИФИ.

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СВОЙСТВА РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР
В ВЫСОКОДОБРОТНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ
РЕЗОНАТОРАХ**

** А. Л. Карузский, А. В. Пересторонин, Н. А. Волчков, В. В. Канаев,
С. А. Савинов, С. С. Шмельёв, В. Н. Мурзин*

ФГБУН Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, e-mail: karuz@sci.lebedev.ru

Разработка физических принципов освоения диапазона суб-ТГц и ТГц радиоволн интегральными устройствами определяет возможности продвижения микроэлектроники в сторону высоких частот и сверхвысокого быстродействия. В данной работе теоретически и экспериментально исследованы нелинейные СВЧ свойства GaAs/AlAs наноструктур типа резонансно-туннельного диода (РТД) и возможности реализации в них квантового режима усиления, эффективного в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот [1]. Показано, что в трёхбарьерных (2 квантовые ямы) РТД (ТБРТД) взаимодействие СВЧ поля с резонансными электронными состояниями в соседних ямах приводит к значительному повышению коэффициента и полосы частот усиления за счёт преодоления симметрии процессов усиления и поглощения. Эффекты изменения ВАХ РТД, обнаруженные экспериментально в СВЧ поле, обсуждаются с учётом их зависимости от мощности. Впервые РТД согласован с высокодобротным ($Q \sim 10^5$) сверхпроводящим микрополосковым резонатором (СМПР). Амплитуда поля в резонаторе, в Q раз большая амплитуды внешнего поля, обуславливает эффекты сильной нелинейности и высокую чувствительность к внешнему полю для РТД, помещенного в полость СМПР.

Измерения в СМПР проводились в диапазонах частот $7,8 \div 10,3$ ГГц и температур $4,2 \div 300$ К. На порядок более высокая частота ЛПД генератора (111,6 ГГц; 90 мВт) подавалась к РТД в волноводе без резонатора при $T=300$ К. Под воздействием СВЧ поля на $f=111,6$ ГГц в одноямных РТД наблюдались два типа эффектов: а) детектирование, пропорциональное второй производной ВАХ (рис.1 а), и б) обнаруженный впервые в условиях наличия гистерезиса ВАХ сдвиг области ОДП в сторону малых напряжений (рис.1 б). Сдвиг пропорционален амплитуде поля и обусловлен возрастанием напряжения на РТД за счет добавления постоянного компонента детектированного СВЧ поля. Впервые проведено экспериментальное исследование изменений ВАХ ТБРТД (рис.1 в) в полости СМПР при наложении резонансного СВЧ поля $f_p=9,118$ ГГц (рис.2). Спектры прошедшей через СМПР СВЧ мощности, измеренные для трёх точек ВАХ ТБРТД (см. рис.1 в), показаны на рис.3. Малые потери в пропускании с поступающих 5 до прошедших через СМПР 3 мВт

при $U=0$ В не связаны с процессами детектирования (см. рис.4 и 1 в) и указывают на величину $\beta \sim 1$ коэффициента связи СМПР и подводящего тракта, т.е. пассивные джоулевы потери в РТД понижают добротность СМПР до $Q \approx 3 \cdot 10^2$ (рис.3). Уменьшение пика пропускания при $U=0,49$ В и $0,52$ В полностью обусловлено детектированием, т.е. активными потерями РТД на нелинейное преобразование СВЧ поля в компоненту постоянного тока. Наибольшее уменьшение (почти на треть) соответствует точке $U=0,49$ В, характеризующейся наибольшей d^2I/dU^2 (см. рис.1 в). Ему соответствует обнаруженный эффект (рис.4) насыщения стационарного тока в РТД под воздействием СВЧ поля. Форма кривой зависимости изменения I от частоты при $U=0,49$ В не повторяет форму кривой пропускания СВЧ мощности (см. рис.3). Эффект насыщения обусловлен значительным ($\sim Q$) возрастанием напряженности СВЧ поля в месте расположения РТД элемента благодаря высокой добротности резонатора. Разложение изменения стационарного тока по наведенному в РТД СВЧ полем напряжению уже не может ограничиваться второй производной d^2I/dU^2 . Необходимо учитывать члены с производными более высоких порядков. Достигнутая высокая собственная добротность СМПР существенно повышает эффективность детектирования. Согласование с резонатором открывает возможность использования РТД в качестве высокочувствительного селективного детектора суб-ТГц излучения.

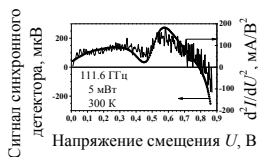


Рис. 1 а. Эффект детектирования СВЧ 111,6 ГГц в РТД

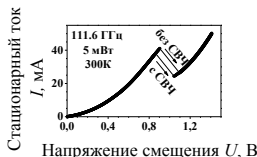


Рис. 1 б. Сдвиг ОДП в СВЧ 111,6 ГГц в сторону малых U

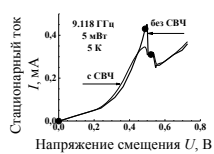


Рис. 1 в. ВАХ ТБРТД в СМПР (СВЧ 9,118 ГГц)

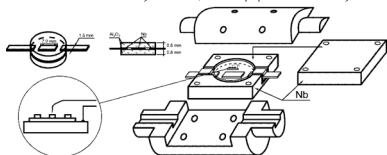


Рис. 2. Общий вид высокодобротного СМПР с помещённым в его полость РТД

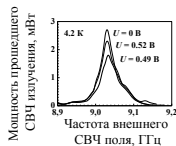


Рис. 3. СВЧ на выходе СМПР с ТБРТД в 3-х точках ВАХ

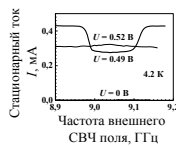


Рис. 4. Детектирование в ТБРТД в 3-х точках ВАХ в СМПР

Работа выполнена при поддержке МОН РФ, РФФИ (11-02-01182, 09-02-12438), Программы Президиума РАН № 24, ОФН РАН IV.12 и III.7.

Литература

1. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, 116(2), 704 (1999), 121(4), 925 (2002), 127(1), 131 (2005).

**МЭМС СВЧ КОММУТАТОРЫ СИГНАЛОВ, ВЫПОЛНЕННЫЕ
НА ПОДЛОЖКАХ GaAs.**

*П.П. Мальцев, М.В. Майтама, А.Ю. Павлов, *Н.В. Шаерук*

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 8/0, e-mail: kolq_@mail.ru

Постоянно возрастающие требования к гибкости и сложности, легкости и экономичности современных систем связи стимулируют поиск технологий, позволяющих уменьшить размеры и вес, снизить потребление и, главное, значительно улучшить технические характеристики сверхвысокочастотных (СВЧ)- компонентов [1]. Удовлетворить все перечисленные требования позволяют системы на кристалле (СнК), к числу которых могут быть отнесены микросхемы приемопередающих устройств. Эти приемопередающие устройства включают в себя как мощные и малошумящие усилители, так и коммутаторы сигналов, устройства перестройки частот, антенны и др. компоненты. И на сегодняшний день создание СВЧ коммутаторов используя микро электромеханические системы (МЭМС) является одной из актуальных задач.

В настоящее время широко применяются СВЧ коммутаторы трех типов: электромеханические коммутаторы, полупроводниковые (твердотельные) коммутаторы и твердотельные МЭМС коммутаторы. Электромеханические коммутаторы рекордсмены по коммутируемой мощности – до нескольких киловатт при частоте 1 ГГц, имеют низкие потери (~ 0,2 дБ) и высокую изоляцию (~ 60-80 дБ). Но при этом электромеханические коммутаторы имеют самое низкое время переключения – порядка 10-20 мс, высокую потребляемую мощность и относительно низкий срок службы – 1 млн. циклов [2]. МЭМС переключатели имеют следующие преимущества перед твердотельными СВЧ переключателями: более высокое соотношение потерь в разомкнутом и замкнутом состоянии; практически нулевое потребление мощности в замкнутом состоянии; более высокий уровень допустимой переключаемой мощности (до 30 Вт для ключей фирмы WiSpry). Но так же имеют следующие недостатки: низкое быстродействие по сравнению с полупроводниковыми ключами; для управления необходимо формировать импульс переключающего напряжения от 20 до 80 вольт.

При изготовлении СВЧ коммутаторов сигналов по МЭМС технологии на основе арсенида галлия будет применена поверхностная технология, обеспечивающая простоту интеграции МЭМС с интегральными схемами, возможность использования тех же материалов,

что и при изготовлении монолитных интегральных схем (МИС), и элементов технологий создания МИС на основе арсенида галлия.

Для создания отечественных СВЧ коммутаторов сигналов были рассмотрены различные конструкции коммутаторов, как с различной жесткостью мембраны, так и с различными размерами рабочих элементов устройства. Для каждого был произведен электрофизический расчет для оценки потерь и изоляции. Пример топологии одного из вариантов и результаты расчетов представлены на рисунках 1 и 2.

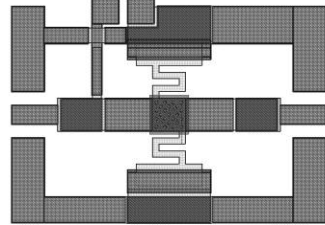


Рис. 1. Топология МЭМС СВЧ коммутатора сигналов

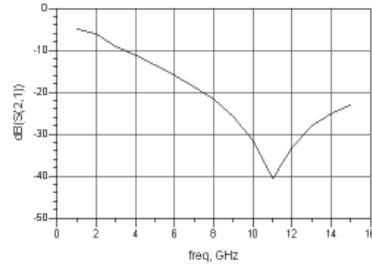
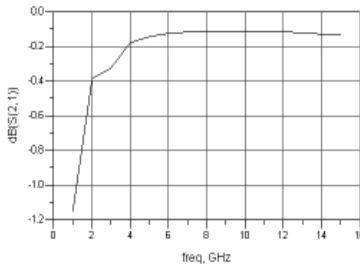


Рис. 2. Результаты электрофизического моделирования МЭМС СВЧ коммутатора представленного на рисунке 1

При моделировании коммутатора (рис. 2) расчетный коэффициент изоляции на 11 ГГц составил -40 дБ, коэффициент потерь при поднятой мембране составил -0.1 дБ для 5-15 ГГц. Все рассмотренные варианты можно изготавливать в одном технологическом цикле с СВЧ МИС, выполненными на подложках GaAs, таким образом можно создавать единую систему на одном кристалле. По результатам аналитических и расчетных работ, был разработан комплект фотошаблонов. Следующим этапом работ будет изготовление тестовых образцов с параметрами коммутаторов сигналов сопоставимых с зарубежными аналогами и исследование их характеристик, после чего создание СнК.

Литература

1. Dec Aleksander Micromachine electromechanically tunable capacitors and their applications to RF IC's / Aleksander Dec, Ken Suyama // IEEE Transaction on Microwave Theory And Techniques. - Vol. 46, No. 12. – Dec. 1998.
2. RF MEMS: Theory, Design, and Technology. Gabriel M. Rebeiz Copyright 2003 John Wiley & Sons, Inc. ISBN: 0-471-20169-3.

**КОМПЬЮТЕРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЧ ПОТЕРЬ В ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫХ
AlGaAs/GaAs p-i-n ДИОДАХ**

А.К. Шестаков, * К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, дом 13, e-mail: zhur@thermo.isp.nsc.ru

В СВЧ технике *pin*-диоды применяются в качестве управляющих элементов. На их основе могут быть построены схемы электрически управляемых СВЧ аттенуаторов, коммутаторов и ограничителей мощности. Основная физическая сущность *pin*-диода заключается в линейности сопротивления в СВЧ диапазоне в зависимости от тока прямого смещения. Величина сопротивления определяется величиной накопленного заряда в базе диода, которая в силу своей инертности не успевает значительно изменяться за период действия приложенной амплитуды СВЧ сигнала. Для описания высокочастотных характеристик СВЧ проборов широко используют матрицу рассеяния (S-параметры), так как на высоких частотах их измерять проще, чем другие системы параметров. Для *pin*-диода наиболее важной характеристикой является зависимость вносимых потерь от частоты. Величина потерь в значительной степени зависит от конструкции полупроводниковой структуры: концентрации легирования каждого из слоев, их толщины и наличия гетеропереходов. В данной работе с помощью компьютерного моделирования были исследованы процессы, происходящие в *pin*-диоде, что позволяет лучше понять механизмы прохождения СВЧ сигнала через него и оптимизировать его структуру таким образом, чтобы улучшить СВЧ-параметры. Рассмотрены различные механизмы потерь в гомо и гетерозпитаксиальных арсенид галлиевых *pin*-диодах. В частности, были проведены расчеты потерь без учета рекомбинации, что не представляется возможным в случае экспериментальных измерений. Также были исследованы частотные зависимости потерь от параметров структур этих диодов.

Для проведения расчетов в программно-технологический комплекс Sentaurus TCAD закладывались параметры структуры: толщины, легирование и состав слоев, приложенные постоянные и переменные напряжения в результате чего рассчитывались распределение токов, концентраций, подвижности и скорости носителей заряда, электрического поля, потенциала, темпов генерации-рекомбинации носителей заряда и зонная диаграмма. Основными результатами расчетов были зависимости вносимых потерь от частоты.

С помощью расчетов было показано, что в *pin*-диодах доминируют

два механизма, ответственных за возникновение вносимых потерь. Это рекомбинация носителей заряда в i области и на переходах $i-n^+$ и $i-p^+$. Как показал расчет без рекомбинации, она вносит почти половину от всех потерь. Второй механизм потерь — рассеяние на барьерах между областями с различной концентрацией легирования, гетеропереходах и внутри самих областей. Величины потерь для каждого из этих механизмов могут меняться и зависят от параметров структуры диода.

В гомоэпитаксиальных pin -диодах наблюдается зависимость вносимых потерь от концентраций легирования n^+ и p^+ областей, которые определяют инжекцию в i область, от легирования самой i области и от размера областей. Уменьшение уровня легирования n^+ и p^+ областей снижает инжекцию в i область, что в свою очередь приводит к снижению концентрации носителей заряда в ней и соответственно к увеличению ее сопротивления. Что в конечном итоге приводит к значительному увеличению потерь (в несколько раз) из-за рассеяния носителей заряда в этой области. Легирование непосредственно i области также увеличивает потери в ней, хотя и не так значительно, за счет снижения подвижности зарядов в ней и повышения темпа рекомбинации носителей зарядов через уровни примесных центров. Рассеяние на энергетических барьерах, возникающих между областями с различным уровнем легирования вносит около четверти от всей величины потери. Уменьшение толщины слоев увеличивает напряженность электрического поля в структуре и скорость движения носителей зарядов при этом возрастает, но в то же время уменьшает их подвижность и это делает их менее восприимчивыми к переменному СВЧ сигналу, что в итоге незначительно уменьшает вносимые потери (суммарно на 10-20 %).

Добавление в структуру гетероперехода между i областью p^+ областью позволяет создать дополнительный барьер, который препятствует уходу дырок из i области, что положительным образом сказывается на ее проводимости и уменьшает вносимые диодом потери на рассеяние в i области. При этом если величина барьера на гетерогранице критична к уровню легирования слоя $AlGaAs$. Если залегировать $AlGaAs$ так же как и p^+ $-GaAs$ область, то для электронов барьера не будет и они будут свободно проходить через структуру. Если же степень легирования $AlGaAs$ области сделать меньше, чем степень легирования p^+ области, то энергетическая структура изменится таким образом, что между i -областью и $AlGaAs$ областью образуется дополнительный барьер для электронов, что увеличит их рассеяние на нем и соответственно вносимые потери также возрастут.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ РАСЧЕТА ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ
ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaIn/GaN**

*Е.М. Савченко^{1,2}, *Д.Г. Дроздов¹, В.О. Сиомко^{1,2}*

¹ФГУП «НПП «Пульсар»

105187, г. Москва, Окружной проезд, дом 27, pulsar@dol.ru

²МГТУ МИРЭА

119454 г. Москва, Проспект Вернадского, дом 78, e-mail: mirea@mirea.ru

В последнее время широкое распространение получили полупроводниковые приборы на основе нитрида галлия: СВЧ транзисторы, светодиоды, лазеры. Одновременно с приборами, развиваются САПР, математические модели, методы, позволяющие существенно упростить процесс оценки влияния конструкторских и технологических решений на параметры приборов.

В работе [1] были представлены результаты исследования моделей применительно к расчётам статических и высокочастотных шумовых характеристик транзисторов на основе GaN. Тем не менее, в указанной работе не были рассмотрены особенности расчёта пробивного напряжения, что является особенно важным для проектирования мощных приборов. Таким образом, целью данной работы являлось исследование методов расчётов пробивного напряжения приборов на основе GaN.

Для оценки методов расчёта пробивного напряжения исследовались конструкции транзисторов, представленные на рис. 1. и 2.

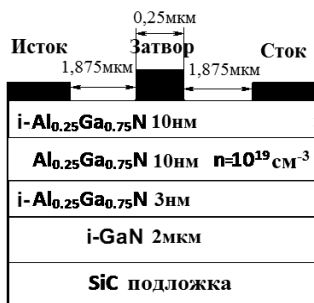


Рис. 1. Конструкция AlGaIn/GaN HEMT компании Triquint [2]

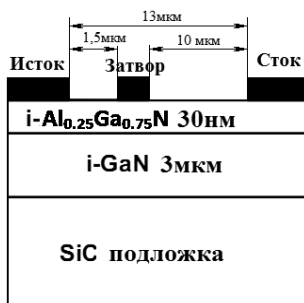


Рис. 2. Конструкция AlGaIn/GaN HEMT компании Toshiba [3]

При моделировании транзисторов учитывались следующие особенности: учет спонтанной и пьезоэлектрической поляризации посредством внесения заряда на гетеропереход [1], подвижность носителей заряда в зависимости от электрического поля, концентрация объемных ловушек $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [4].

Для описания процесса лавинного умножения рассматривались модели Ван Оверстратена – де Мана и Зельберхера. Согласно работам [5] и [6], модель Ван Оверстратена – де Мана является упрощенной моделью Зельберхера. Коэффициент лавинного умножения описывается формулой

$$\alpha = \gamma \cdot a_n \cdot \exp\left(-\frac{\gamma \cdot b}{E}\right),$$

где a_n – обратная длина свободного пробега, b – критическое значение поля, γ – температурный коэффициент ($\gamma(T_{\text{const}}=300\text{K})=1$). В дальнейшем использовалась модель Ван Оверстратена – де Мана, поскольку рассматривалась изотермическая задача. Необходимые параметры были взяты из работы [4].

Особенностью расчётов пробивного напряжения также является необходимость правильного выбора расчётной сетки. Было показано, что при использовании неоднородной сетки с уменьшением шага в области затвора сходимость при решении системы уравнений ухудшается. Переход к однородной сетке по всей структуре значительно улучшил сходимость.

В результате расчётов получены следующие результаты: $U_{\text{пр}}=45$ В для НЕМТ компании Triquint, $U_{\text{пр}}=55$ В для НЕМТ компании Toshiba. Указанные значения меньше значений, представленных в литературе [7], [3] на величину ~ 15 В, что свидетельствует о недостаточной точности определения конструкции транзисторов. Таким образом, предложенный метод моделирования позволяет оценить значения пробивного напряжения AlGaIn/GaN транзисторов, и требует дальнейшего уточнения для повышения точности.

Литература

1. «Моделирование гетероструктур AlGaIn/GaN для малощумящих СВЧ транзисторов», А.Г. Васильев, Д.И. Гаранович, Д.Г. Дроздов, Е.М. Савченко, Материалы X научно-технической конференции молодых специалистов, Дубна, 2011.
2. «AlGaIn–GaN HEMTs on SiC With CW Power Performance of > 4 W/mm and 23% PAE at 35 GHz», Cathy Lee, Paul Saunier, Jinwei Yang, and M. Asif Khan, IEEE Electron Device Letters, Vol. 24, No. 10, pp. 616-618, 2003.
3. «600V AlGaInGaN Power-HEMT Design, Fabrication and Demonstration on High Voltage DC-DC Converter», Wataru Saito, Yoshiharu Takada, Masahiko Kuraguchi, et. al., Electron Devices Meeting, IEDM'03 Technical Digest, IEEE International, 23.7.1 - 23.7.4 2003.
4. «Understanding the impact of bulk traps on GaN HEMT DC and RF characteristics», Aditya Kalavagunta, (dissertation).
5. «Measurement of the ionization rates in diffused Silicon p-n junctions», R. V. Overstraeten and H. D. Man, Solid-State Electronics, vol. 13, pp. 583–608, 1970.
6. «Analysis and Simulation of Semiconductor Devices», Selberherr, S., Wien, New York: Springer-Verlag, 1984.
7. «X-band GaN FET reliability», J. L Jimenez and U. Chowdhury, Reliability Physics Symposium 2008 IEEE International, pp. 429-435, 2008.

**ГИБРИДНАЯ ИНТЕГРАЛЬНАЯ СХЕМА МШУ L, S - ДИАПАЗОНОВ В
ГЕРМЕТИЧНОМ МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКОМ КОРПУСЕ НА ОСНОВЕ
HEMT ТРАНЗИСТОРА**

^{}В.Л.Романов¹, М.В.Друзь^{1,2}, О.А.Лукьянцев¹*

¹ОАО «ОКБ – Планета», В. Новгород, ул. Фёдоровский Ручей д. 2/13,
romanovvl@okbplaneta.ru

²НовГУ им. Я. Мудрого В. Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская д.41

Современные малошумящие усилители (МШУ), помимо минимально возможного коэффициента шума и требуемого коэффициента усиления в заданной полосе частот должны обладать достаточно большой выходной мощностью, высокой линейностью и быть устойчивыми к импульсам напряжения (в том числе и статического) поступающего на вход устройства. Выполнение этих требований позволяет улучшить характеристики радиоэлектронной аппаратуры, за счёт уменьшения нелинейных искажений, и упростить её из-за уменьшения каскадов усиления и, в ряде случаев, отказа от входных защитных устройств.

Существенного снижения нелинейных искажений, коэффициента шума и увеличения выходной мощности у усилителя L и S - диапазонов можно добиться, применяя в качестве активного элемента полевые транзисторы с шириной затвора 1000 мкм и более. Это обстоятельство накладывает свой отпечаток на схемотехнику МШУ, который для того чтобы обеспечить требуемые частотные свойства обычно проектируется по однокаскадной схеме.

В нашем случае, в качестве активных элементов МШУ использовались кристаллы MESFETи pHEMT транзисторов, имеющие ширину затвора 1600 мкм ($L_g = 0,6$ мкм), изготовленные ОАО «ОКБ – Планета». Для согласования входа и выхода МШУ, построенного по однокаскадной схеме, на частотах до 1 ГГц используется RC – цепочка параллельной обратной связи ($R_{oc} = 900$ Ом). Согласование в диапазоне частот от 1 до 3,2 ГГц обеспечивается применением последовательной индуктивности в цепи истока L_s и индуктивности L_g подключённой ко входу транзистора. Результаты измерения частотных зависимостей $K_{ур}$, КСВНвх и КСВНвых микросборок МШУ изготовленных на основе кристаллов HEMT и MESFET – транзисторов приведены на рис. 1.

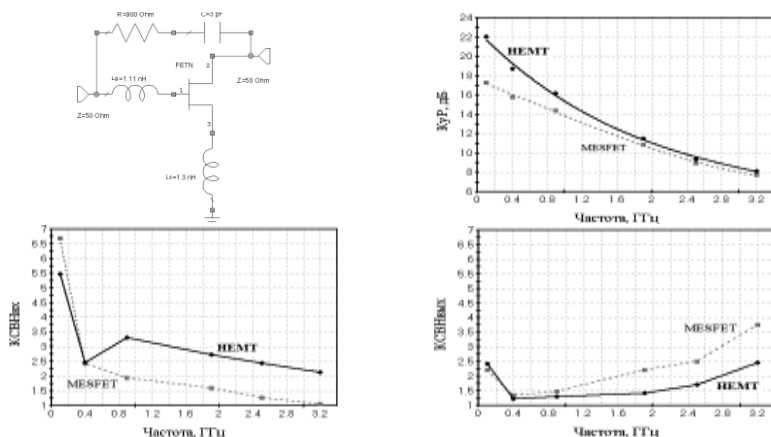


Рис.1 Электрическая схема и частотные зависимости $K_{уР}$, $K_{СВВвх}$, $K_{СВВвых}$ МШУ

Конструктивно разработанный МШУ выполнен в виде микросборки интегрированной в герметичный металлокерамический корпус ПАЯ3.551.022 (отечественный аналог зарубежного корпуса НРАС-170) рис. 2. Цепочка параллельной обратной связи образована кремниевыми чип-элементами (чип-резистор на основе монокристаллического кремния КЭФ-50, а чип-конденсатор на основе барьерной ёмкости обратносмещённого р-п перехода). В качестве индуктивностей L_s и L_g используются золотые проволочки диаметром 15 мкм.



Рис.2 Конструкция разработанного МШУ и фотографии корпусов ПАЯ3.551.022

Остальные электрические параметры разработанных усилителей в сравнении с зарубежным МШУ SPF-5122Z ф. RFMD приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры МШУ S, L – диапазонов

Тип МШУ	Кш, дБ		КуР, дБ		P1дБм		OIP3, дБм	
	0,9 ГГц	1,9 ГГц	0,9 ГГц	1,9 ГГц	0,9 ГГц	1,9 ГГц	0,9 ГГц	1,9 ГГц
MESFET	1,3	1,8	14,2	10,8	20	20	32	32
pHEMT	1,1	1,5	16,0	11,5	20,5	20	35	34
SPF-5122Z	0,59	0,64	19,0	13,0	23,0	23,4	38	40,5

**ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫЙ НЕМТ ТРАНЗИСТОР В ПЛАСТМАССОВОМ КОРПУСЕ
SOT – 23 ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В НАЗЕМНЫХ ФАР**

**В.Л.Романов¹, М.В.Драгут^{1,2}*

¹ОАО «ОКБ – Планета», В. Новгород, ул. Фёдоровский Ручей д. 2/13,
romanovvl@okbplaneta.ru

²НовГУ им. Я. Мудрого В. Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская д.41

Данная работа проведена в связи с недавно появившемся трендом в правительстве РФ на инновации и модернизацию. Описываемый транзистор должен заменить зарубежный аналог ATF-33143, фирмы Agilent Technologies, широко применяемый в настоящее время в отечественном приборостроении на частотах 0,1÷2,0 ГГц. Главной особенностью данного транзистора является сочетание высокой линейности и низкого коэффициента шума. Основной недостаток – низкая надёжность в условиях использования в отечественном приборостроении и плохая работоспособность на частотах 0,1÷0,5 ГГц. Задача стояла таким образом, чтобы резко улучшить надёжность за счёт увеличения предельно допустимых параметров (пробивные напряжения и т.д.) и работу на низких частотах СВЧ диапазона. При этом, требований к линейности не ослабляются, а требования к Кш на частотах выше 0,5 ГГц могут быть ослаблены.

Задача решается путём сочетания стандартных базовых технологических и конструктивных приёмов применяемых на предприятии ОАО «ОКБ-Планета» и использования исходных рНЕМТ и НЕМТ гетероструктур.

Для изготовления кристаллов использовались гетероструктуры НЕМТ (ЗАО «Светлана-Рост») и рНЕМТ (НИИ СВЧПЭ) – типа, рис. 1.

Контактный слой	GaAs	$6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	1000А
Барьерный слой	i-GaAs	-	170А
Донорный слой	$\text{Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$	$8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$	350А
Спейсер	$\text{i-Al}_{0,24}\text{Ga}_{0,76}\text{As}$	-	35А
Буферный слой	i-слой GaAs	-	8000А
Подложка GaAs (100)			

Контактный слой	GaAs	$5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$	410А
Барьерный слой	$\text{i-Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$	-	285А
Дельта слой	$\delta\text{-Si}$	$2,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$	
Спейсер	$\text{i-Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$	-	53А
Канал	$\text{i-In}_{0,18}\text{Ga}_{0,82}\text{As}$	-	105А
Буферный слой	i-GaAs	-	4200А
Сверхрешетка	$\text{i-Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As/i-GaAs}$	-	30/20А
Буферный слой	i-GaAs	-	450А
Подложка GaAs (100)			

Рис. 1. Параметры исходных гетерозитаксиальных структур

Конструктивные и технологические особенности изготовления транзистора:

- затвор – Al длиной 0,6 мкм, шириной 1,6мм, состоит из 8-и секций, соединённых воздушными проволочными мостами, рис. 2;
- кристалл пассивирован низкотемпературной плёнкой SiO₂ толщиной 0,6 мкм;
- сборка произведена в корпус типа SOT-23, рис. 2, перед герметизацией в пластмассу кристалл защищён компаундом СИЭЛ.



Рис. 2. Фотографии кристалла pHEMT транзистора и применяемых для сборки пластмассовых корпусов для поверхностного монтажа SOT - 23

Таблица 1

Параметры транзисторов в сравнении с зарубежными аналогами

Тип транзистора	Кш, дБ			КуР дБ			Р1дБ, дБм		ОПЗ, дБм		Uз-си, В
	0,5 ГГц	0,9 ГГц	2,0 ГГц	0,5 ГГц	0,9 ГГц	2,0 ГГц	0,9 ГГц	2,0 ГГц	0,9 ГГц	2,0 ГГц	
ATF-33143	0,23	0,4	0,5	25	21	15	20	21	31	32	5
MESFET, SOT-23	0,5	0,7	1,5	17	16	10	18	12	20	20	20
HEMT, SOT-23	0,25	0,5	0,7	24	20	15	20	21	31	32	20
pHEMT, SOT-23	0,28	0,7	1,0	24	18	14	20	20	31	32	20

Транзисторы в количестве 25шт. подвергнуты испытаниям на безотказность в течение 500 часов при температуре +85°С при Ppсс=120мВт. Испытания транзисторы выдержали.

Таким образом, можно видеть, что образцы транзистора с требуемыми параметрами созданы. Постановка полномасштабной ОКР, при наличии заинтересованности отечественных приборостроителей, позволит окончательно доработать вопросы, связанные с надёжностью и применением отечественных гетероструктур.

**ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛА ТЕРАГЕРЦОВОГО И СУБТЕРАГЕРЦОВОГО
ДИАПАЗОНА ЧАСТОТ С ПОМОЩЬЮ ЗАПРЕДЕЛЬНОГО ВОЛНОВОДА.**

Сызранов В.С., Мурзин В.Н., Ермолов А.С., Лебедев С.П.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, Ленинский пр., 53, Москва, Россия, e-mail: elloom@mail.ru

Современная функциональная микроэлектроника и терагерцовая квазиоптика нуждаются в эффективных методах фильтрации высоко-частотного излучения. В частности значительный интерес представляет разработка методов выделения слабого сигнала на фоне низкочастотных шумов. Такая задача возникает при детектировании высокочастотного излучения квантово-размерных наноструктур на основе арсенида галлия и низкотемпературного Al-GaAs, а так же других типов генераторных систем на основе диодных резонансно-туннельных структур [1]. В данной работе предложен и испытан способ фильтрации излучения терагерцового и субтерагерцового частотного диапазона, основанный на избирательных частотных свойствах запредельного волновода при использовании квазиоптических (оптико-волноводных) методов согласования фильтрующей системы с открытым пространством. Данный способ фильтрации может применяться как в волноводных, так и в квазиоптических схемах. Разработаны и изготовлены несколько конструкций образцов фильтров на запредельном волноводе, экспериментально исследованы их амплитудно-частотные характеристики в диапазоне 100 – 700 ГГц, свидетельствующие о рекордно резкой границе отсечки низкочастотного излучения и практически полном подавлении низкочастотного излучения во всей области непрозрачности. Уровень этих характеристик, согласно данным расчета, может быть еще повышен. Теоретическая спектральная характеристика запредельного волновода вблизи и ниже границы отсечки определяются наиболее низкочастотной модой цилиндрического волновода H_{11} , т.к. остальные моды в данной области на несколько порядков слабее. Амплитуда распространяющейся в волноводе волны $|\vec{E}|(Z) = |\vec{E}_0| \exp(i\gamma Z)$, где Z – координата вдоль волновода, \vec{E} – напряженность электрического поля, а γ – постоянная распространения, описываемая выражением [2]

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \sqrt{\left(\frac{\lambda_{кр}}{\lambda}\right)^2 - 1}.$$

Критическая длина волны, выше которой пропускание элемента начинает падать, для моды H_{11} примерно равна 1.7 диаметра волновода. Согласно данным расчетам резкость границы отсечки и уровень подавления в области непрозрачности фильтра растут с увеличением длины фильтрующего канала. По оценкам на основе

приведенных выше формул несложно убедиться, что при длине канала $L = 3\lambda_{кр}$ на частоте $0.99 \omega_{кр}$ ослабление сигнала по амплитуде составляет примерно 23дБ, а при частоте $0.96 \omega_{кр}$ уже почти 46дБ. Однако приведенные формулы не дают никакого представления о коэффициенте пропускания фильтра в области, где он должен быть прозрачным, т.к. не учитывают затухания в стенках волновода. Ответ на этот вопрос может быть получен лишь в результате экспериментальных исследований.

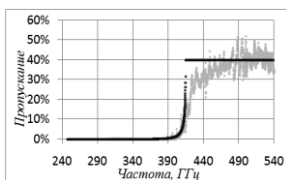


Рис. 1. Спектр пропускания фильтрующего модуля с диаметром канала 0.4 мм.

На рис. 1 показана типичная экспериментально измеренная в области отсечки частотная характеристика одного из испытанных фильтров на запредельном волноводе диаметром 0.4 мм. Измерения выполнены с помощью прецизионного ЛОВ-спектрометра [3]. Полученное согласие результатов измерений с теоретическими оценками свидетельствует о высоких характеристиках фильтра и возможностях его применения при изучении спектральных характеристик слабого излучения малых наноструктурных элементов в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, РФФИ (11-02-01182, офи_m11-02-12133), Программ Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», программ ОФН РАН «Современные проблемы радиофизики» (IV.12) и «Физические и технологические исследования полупроводниковых лазеров» (III.7).

Литература

1. Копаев Ю.В., Мурзин В.Н., Международный форум по нанотехнологиям, Москва 1-3 ноября 2010 г., Rusnanotech 10, Тезисы докладов, т.1, с.1-2, 2010.
2. Лебедев И.В., Техника и приборы СВЧ, Высшая школа, Москва, 1970 г.
3. Волков А.А., Гончаров Ю.Г., Козлов Г.В., Мальцев В.И. и др., ПТЭ, N2, с.236-237, 1984г.

**ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ПРИ
ФОРМИРОВАНИИ ПАССИВИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ В ТЕХНОЛОГИИ
ПРИБОРОВ И ИС НА ОСНОВЕ GaAs**

**А.В. Волосов, А.Л. Кузнецов*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail avv-ne@mail.ru

В качестве основного метода нанесения пассивирующих покрытий в технологии приборов и ИС на основе GaAs уже достаточно давно используется процесс плазмохимического нанесения Si_3N_4 . Современное оборудование для реализации процессов плазмохимического осаждения диэлектрических пленок предоставляет технологам весьма широкий спектр режимов, которые обеспечивают хорошее качество пленок. Однако, наряду с качеством самих пленок, важным требованием к пассивирующим покрытиям является стабилизация характеристик границы раздела GaAs - Si_3N_4 на оптимальном уровне.

Условия реализации плазмохимического осаждения позволяют как «законсервировать» поверхность GaAs, сформированную на подготовительных операциях, так и весьма существенно модифицировать ее за счет бомбардировки ускоренными частицами плазмы.

В настоящей работе для осаждения Si_3N_4 были использованы два типа реакторов, - реактор, обеспечивающий энергию ионов, бомбардирующей подложку на уровне 10 эВ (далее низкоэнергетический реактор - НЭР), и классический планарный реактор с энергией ионов порядка 100 эВ (далее высокоэнергетический реактор - ВЭР).

В рамках исследования характеристик границы раздела проводилось измерение и анализ вольт – фарадных характеристик МДП – структур, методом Оже – спектроскопии определялся элементный состав области GaAs - Si_3N_4 .

В результате исследований было установлено, что осаждение пленок Si_3N_4 в условиях НЭР приводит к тому, что на поверхности GaAs сохраняется слой собственного оксида полупроводника, что является причиной неудовлетворительных характеристик границы раздела.

При нанесении пленок Si_3N_4 в ВЭР, при относительно невысокой скорости осаждения, слой собственного оксида удаляется за счет распыления, однако бомбардировка полупроводникового кристалла ускоренными частицами плазмы приводит к образованию структурных дефектов в приповерхностной области GaAs, что проявляется в повышенной ($\sim 1 \cdot 10^{12} \text{см}^{-2}$) плотности поверхностных состояний на границе раздела.

Применение модифицирующей обработки, обеспечивающей преобра-

зование собственного оксида в собственный нитрид GaAs в условиях НЭР позволило снизить плотность поверхностных состояний до уровня $\leq 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

На практике важно иметь информацию о степени искажения характеристик полупроводникового элемента (транзистора) при формировании пассивирующего покрытия. С целью получения такой информации было проведено исследование изменения характеристик тестового транзистора после нанесения пассивирующей пленки нитрида кремния. Результаты исследований приведены в таблице.

Таблица

Изменение характеристик тестовых элементов ИС при осаждении пассивирующих покрытий

Тип оборудования	Характеристика измеряемой структуры	Характеристики тестовых элементов							
		I_y , нА/мм		I_{CD} , мА/мм		I_{CO} , мА/мм		$U_{ПТ}$, В	
		$(I_y)_{cp}$	σ_y	$(I_{CD})_{cp}$	σ_{CD}	$(I_{CO})_{cp}$	σ_{CO}	$(U_{ПТ})_{cp}$	$\sigma_{ПТ}$
ВЭР	исходная	116	145	113	14,8	19,3	6,5	- 0,3	0,07
	после нанесения	60,1	70,6	85,0	27,0	6,5	5,7	- 0,2	0,12
НЭР	исходная	87,3	30,2	107	23,2	20,2	8,1	- 0,26	0,15
	после нанесения	45,8	28,2	103	21,9	17,0	6,9	- 0,26	0,11
НТОМ	исходная	93,6	21,6	228	34,3	74,3	29,6	- 0,79	0,18
	после нанесения	26,0	21,4	207	37,3	74,5	30,5	- 0,79	0,15

Сокращения и обозначения в таблице, - НТОМ – низкотемпературное окисление моносилана (метод осаждения пленок SiO₂), I_y - ток утечки межэлементной изоляции при напряжении 6,0 В, I_{CD} - ток насыщения тестового транзистора при токе затвора 20 мА/мм, I_{CO} - ток насыщения тестового транзистора при напряжении на затворе $U_{зп} = 0В$, $U_{ПТ}$ - напряжение перекрытия.

Из данных приведенных в таблице следует, что нанесение пассивирующего покрытия всегда приводит к снижению токов утечки межэлементной изоляции. Если нанесение пассивирующего покрытия сопровождается внесением структурных дефектов в приповерхностные слои полупроводника, заметно снижаются токи в канале транзистора (ВЭР). Для сравнения в исследовании использованы покрытия, полученные методом, исключаящим любое, кроме термического (250 °С), воздействие на полупроводник (НТОМ). Видно, что использование такого покрытия не приводит к изменению статических характеристик тестового транзистора, однако, как было показано выше характеристики границы раздела в такой структуре нельзя считать удовлетворительными. Следует ожидать, что влияние таких характеристик границы раздела проявится на динамических параметрах транзистора.

**ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТАКТНОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ
МЕТОДОМ ВЗРЫВНОЙ ЛИТОГРАФИИ**

П.И. Блинов, Е.М. Резкова, К.Д. Ванюхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31

Прямой метод литографии заключается в осаждении металлической пленки, покрытии ее резистивным слоем, проведении процесса литографии и удалении немаскированных участков металлической пленки. Однако такой метод не подходит для создания приборов на основе арсенида и нитрида галлия. Использование процессов плазмохимического и жидкостного травления (с использованием щелочных и кислотных травителей) для формирования тонкопленочных элементов приводит к травлению структуры кристалла, что является неприемлемым при толщине верхних функциональных слоев в несколько десятков нанометров [1].

При обратном методе, или методе взрывной литографии, вначале на подложку наносится резистивная маска. Далее проводятся процесс экспонирования и проявления резиста, в результате чего происходит формирование топологического рисунка. После осаждения на поверхность резистивной маски многослойного или однослойного металлического покрытия, образец погружается в органический растворитель, растворяющий резист и обеспечивающий его удаление с поверхности полупроводника. При этом происходит удаление металлической пленки, расположенной на поверхности резиста. В результате на поверхности полупроводниковой структуры образуется требуемый рисунок.

В настоящей работе анализировались методы взрывной литографии. Исследования показали, что из-за особенностей процессов экспонирования и проявления не удается получить вертикальный профиль резистивной маски, поэтому при осаждении металлического покрытия стенки профиля резиста также покрываются осаждаемым материалом. После «взрыва» металл со стенок профиля не удаляется, поэтому по периметру получаемого топологического рисунка происходит образование неровностей. Это отражается на работе приборов с размерами контактных площадок порядка 0,2-2 мкм, расположенных на расстоянии 1-2 мкм друг от друга. Такие структуры типичны для транзисторов или приборов со встречно-штыревыми решетками [2]. Изменение шероховатости рельефа периметра топологического рисунка в этом случае недопустимо, так как оно

значительно искажает протекание тока в структурах и может привести к локальным пробоям.

Для достижения необходимого профиля резистивной маски использовался метод двухслойной взрывной литографии. Он основан на использовании двух типов резистов с различной чувствительностью к экспонирующему излучению. Также для проявления двухслойной структуры проводилось поэтапное проявление в различных органических растворителях:

- при первом проявлении происходило удаление проэкспонированных участков верхнего резиста, с образованием необходимого топологического рисунка;

- так как нижний слой резиста является более чувствительным к экспонирующему излучению, то при его проявлении происходил боковой подтрав под верхний слой резиста, с образованием структуры «undercut».

На технологической линейке ЦКП НИЯУ МИФИ был отработан процесс двухслойной взрывной литографии: нанесение системы двухслойного резиста, экспонирование и проявление. Исследование полученных профилей однослойной и двухслойной резистивной маски, запыленной тонким слоем алюминия, проводилось с помощью электронно-лучевого литографа Raith 150TWO. Подтверждение преимуществ метода двухслойной взрывной литографии для создания металлизации контактов транзисторов позволили успешно интегрировать его в технологический цикл создания приборов на основе арсенидов и нитридов галлия.

Литература

1. J. Golden, H. Miller, D. Nawrocki, J. Ross. Optimization of Bi-layer Lift-OFF Resist Process, CS MANTECH Conference, May 18th-21st, 2009
2. С. Александров, А. Алексеев. Субмикронная контактная металлизация, Наноиндустрия 6/2009

**ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В КРИСТАЛЛАХ GaAs,
СОДЕРЖАЩИХ НАНОНИТИ ИЗ АТОМОВ ОЛОВА**

А.П. Сеничкин, А.С. Бугаев, А.Э. Ячменев, Д.В. Лаврухин, А.П. Лисицкий

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук 117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр. 5, e-mail: iuhfseras2010@yandex.ru

В работе проведены измерения вольт-амперных характеристик образцов, представляющих собой нанонити из атомов олова, встроенные в кристалл арсенида галлия.

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке МЛЭ RIBER-32Р. При получении образцов:

а) Использовали вицинальную положку кристалла GaAs отклоненную от точной ориентации (100) на угол $0.3^{\circ} \pm 0.1^{\circ}$ в направлении [011]. Среднее расчетное расстояние между краями атомных террас для такой ориентации составляет около 50 нм;

б) Проводили дельта-легирование поверхности оловом в условиях, обеспечивающих декорирование атомами олова краев атомных террас [1];

в) Зарастивали сегрегации атомов олова, образовавшиеся на краях террас при декорировании, арсенидом галлия в режимах эпитаксии, обеспечивающих сохранение сегрегаций.

Слоевая концентрация атомов олова в выращенных образцах составила $\sim 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измеряли для двух направлений протекания тока: вдоль и поперек нанонитей. Образцы для измерений изготавливали с помощью прецизионной контактной фотолитографии. Омические контакты Ni/Ge/Au/Ni/Au формировали методом быстрого термического отжига в потоке N_2 . Ширина контакта 20 мкм, расстояние между контактами 4 или 6 мкм.

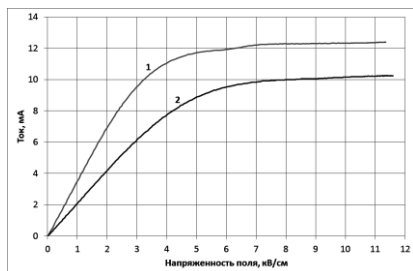


Рис. 1. ВАХ структуры с нанонитями. Кривая 1 – ток вдоль нанонитей, кривая 2 –

Приведенные на рисунке 1 ВАХ выращенных структур демонстрировали заметную анизотропию в двух взаимно-перпендикулярных направлениях.

При измерениях ВАХ в сильных электрических полях, приложенных перпендикулярно нанонитям, начиная с напряженности поля $\sim 12 \text{ кВ/см}$ наблюдались колебания тока.

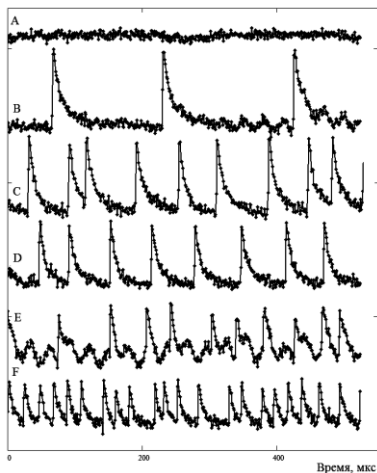


Рис. 2. Колебания тока через образец при разной напряженности поля. Кривые разнесены по вертикали. *A* – 10кВ/см, *B* – 14.5кВ/см, *C* – 14.8кВ/см, *D* – 15 кВ/см, *E* – 15.3 кВ/см, *F* – 15.5 кВ/см.

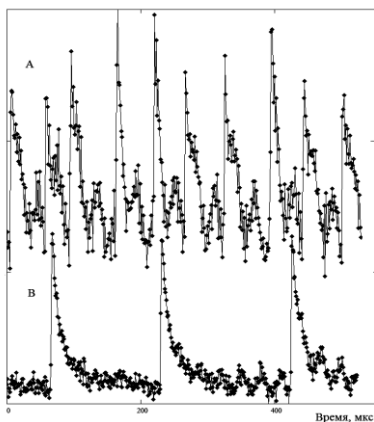


Рис. 3. Колебания тока через образец при напряженности поля 14.5кВ/см. Кривая *A* – с освещением образца, *B* – без освещения.

Литература:

1. Сеничкин А.П., Бугаев А.С., Ячменев А.Э., XIV Национальная конференция по росту кристаллов, Москва, 6-10 декабря 2010 г., Тезисы докладов, т. 2, с. 110. Москва ИК РАН (2010)

Эти колебания отсутствовали при приложении электрического поля параллельно нанонитям, вплоть до теплового пробоя образцов вблизи 20 кВ/см.

На рисунке 2 приведены колебания тока через образец при различных напряженностях перпендикулярного нанонитям электрического поля. Видно, что уже при 14.5 кВ/см появляются характерные быстрые и короткие всплески с последующей релаксацией до исходного уровня постоянного тока. С ростом напряженности электрического поля амплитуда всплесков уменьшается, а их частота растет – колебания приближаются к квазипериодическим.

Длительность фронта всплеска не больше 1 мкс, длительность спада, скорее всего, определяется цепью регистрации.

Освещение образца лампой накаливания существенно влияет на наблюдаемое явление (см. рис.3) – средний период колебаний уменьшается, а импульсный характер токового сигнала изменяется на колебательный.

Вероятной причиной обнаруженных при протекании тока перпендикулярно нанонитям колебаний может быть электрический пробой между отдельными участками соседних нанонитей.

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaIn/GaN С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ**

Д.Ю. Протасов¹, К.С. Журавлев¹, Т.В. Малин¹, А.В. Тихонов¹, А.Ф. Цацульников²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, дом 13, e-mail: zhur@thermo.isp.nsc.ru

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, дом 26, e-mail: andrew@beam.ioffe.ru

Гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) AlGaIn/GaN являются перспективным материалом для разработки мощных высокочастотных и высокотемпературных приборов. Одним из ключевых параметров, определяющих как качество выращенных ГЭС, так и предельные характеристики СВЧ приборов, являются концентрация и подвижность электронов в двумерном слое на гетерогранице AlGaIn/GaN ГЭС. Ярко выраженные пьезоэлектрические свойства вюрцитных AlGaIn/GaN ГЭС приводят к появлению дополнительных механизмов рассеяния. На гетерогранице AlGaIn/GaN ГЭС формируется связанный периодический расположенный пьезоэлектрический заряд с плотностью порядка 10^{13} см⁻². При нарушении периодичности этого заряда, например, в следствие шероховатости гетерограницы, этот заряд эффективно рассеивает электроны. Кроме того, пьезоэлектрические заряды возникают в барьере AlGaIn вследствие неоднородности твердого раствора AlGaIn и в деформационном поле вокруг прорастающих дислокаций.

В данной работе для выявления роли различных механизмов рассеяния электронов в AlGaIn/GaN ГЭС измерялись и анализировались температурные и концентрационные зависимости подвижности электронов в ГЭС с различными значениями подвижности электронов. Анализ зависимости подвижности двумерных электронов от их концентрации позволяет получить больше информации о механизмах рассеяния, поскольку все рассматриваемые механизмы рассеяния зависят от концентрации, в то время как часть механизмов рассеяния не чувствительна к температуре измерений.

ГЭС выращивались методами молекулярно-лучевой эпитаксии и эпитаксией из газовой фазы с использованием металл-органических соединений на подложках из сапфира с-ориентации. Для исследования зависимости подвижности двумерных электронов от их концентрации были изготовлены классические Холловские структуры с изолированным полевым электродом. Среднеквадратичные значения неровности поверхности, необходимые для оценки рассеяния на

шероховатостях гетерограницы, определялись при помощи атомно-силового микроскопа с разрешением по вертикали 0.5 \AA .

Экспериментальные значения подвижности двумерного электронного газа сравнивались с теоретическими значениями, рассчитанными в приближении времени релаксации. При расчете использовалось приближение Фанга-Ховарда. Учитывалось рассеяния на акустических и полярных оптических фононах, пьезоэлектрического и сплавного рассеяние, а также рассеяние на заряженных центрах, локализованных в барьере AlGaIn, на дислокациях и на шероховатостях гетерограницы. Суммарное время релаксации с учетом всех механизмов рассеяния, определяющее подвижность электронов, находилось по правилу Матиссена.

Проведенный анализ показал, что в образцах с малой подвижностью электронов (порядка $600 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ при $T=300 \text{ K}$) во всём диапазоне используемых температур доминирует рассеяние на заряженных центрах и шероховатости гетерограницы. Из этих двух механизмов рассеяния ведущую роль играет, скорее всего, рассеяние на заряженных центрах. Этот вывод подтверждается возрастанием подвижности электронов при увеличении их концентрации, обусловленный экранированием рассеивающих центров свободными носителями заряда. Однако, при количественном описании малой подвижности в таких образцах в рамках существующих моделей возникают трудности, требуется привлекать очень большую концентрацию остаточных доноров ($2\text{-}3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), дислокаций ($2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$), а плотность заряженных центров на гетерогранице, которая по физическим соображениям не может превышать концентрацию ДЭГ, получается в пять раз большей.

Подвижность электронов на уровне $1400\text{--}1700 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$ при $T = 300 \text{ K}$ для высоких температур ограничивается рассеянием на полярных оптических фононах, а при низких - на дислокациях и на шероховатостях гетерограницы. Отметим, что подвижность электронов при высоких температурах также зависит от положения максимума плотности электронного газа в треугольной потенциальной яме. Если предположить, что для этих образцов подвижность при низких температурах определяется только рассеянием на шероховатости гетерограницы, и, используя измеренные среднеквадратичные размеры шероховатости поверхности, можно оценить корреляционную длину между шероховатостями, которая получилась равной 8.1 nm .

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaN В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЛЕГИРОВАНИЯ ДОНОРНОГО СЛОЯ

**А.А. Макаров^{1,2}, Ю.Н.Свешников³, И.Н.Цыпленков³*

¹Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: makarov.pulsar@gmail.com

²ОАО «ГЗ Пульсар»

105187, г. Москва, Окружной проезд, дом 27, e-mail: openline@gz-pulsar.ru

³ЗАО «Элма-Малахит»- ДО ОАО «Концерн Энергомера»

124460, Москва, Зеленоград, Пр.4806, д. 4, стр.2, e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru

В настоящее время заметно возрос интерес к мощным и маломощным СВЧ-транзисторам на основе GaN. Благодаря своим параметрам, таким как большая ширина запрещенной зоны, высокая концентрация носителей заряда в области двумерного электронного газа, относительно высокая подвижность электронов, данный материал позволяет создавать на его основе транзисторы высокой удельной мощностью, за счет высокой плотности тока в сечении канала и высокого коэффициента усиления сигнала. Однако для увеличения плотности выходной мощности СВЧ-транзисторов на основе нитридов требуется более глубокое понимание роли легирования донорного слоя и конструкции гетероструктур.

В процессе МОС-гидридной эпитаксии выращивались гетероструктуры AlGaN/GaN на подложках сапфира ориентации (0001). Принципиальная конструкция гетероструктур, показана на рисунке 1. При этом толщина слоя Al_{0,27}Ga_{0,73}N изменялась таким образом, чтобы суммарная толщина слоев после спейсерного сохранялась постоянной.

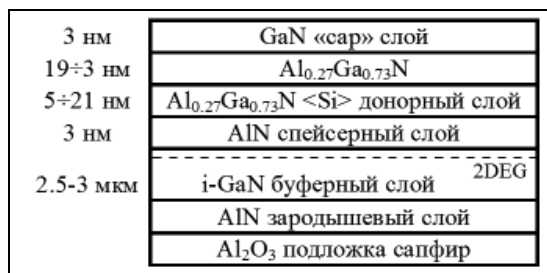


Рис. 1. Схематическое изображение транзисторной НЕМТ структуры на основе GaN.

Полученные структуры исследовались методами эффекта Холла, профилометрии, рентгеновской дифрактометрии. Данные проведенных

измерений представлены в таблице 1. График зависимости подвижности электронов от толщины донорного слоя, легированного кремнием, представлен на рисунке 2.

Таблица 1

Электрические свойства гетероструктур

№ образца	Толщина донорного слоя d_d , нм	Подвижность носителей заряда в канале μ_e см ² /В·с	Концентрация носителей заряда в канале, n_s , 10 ¹³ см ⁻²
1334	5	1642	1.16
1336	10.5	1606	1.17
1337	12	1603	1.26
1340	21	1549	1.3

Как видно из таблицы, с увеличением толщины донорного слоя можно увеличить концентрацию носителей заряда в канале, но при этом снижается подвижность носителей заряда, за счет рассеяния носителей на пространственной неоднородности твердого раствора, $Al_xGa_{1-x}N$, шероховатости границы раздела, и, в какой-то мере, положительными зарядами ионизированных доноров [1,2]. Таким образом, при проектировании конструкции гетероструктур СВЧ-транзисторов необходимо учитывать влияние легирования барьерного слоя на подвижность носителей заряда в двумерном электронном газе.

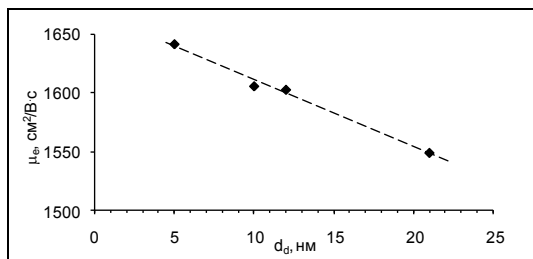


Рис. 2. Зависимость подвижности электронов μ_e в канале от толщины донорного слоя, легированного кремнием d_d

Работа была выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

Литература

1. К.С.Журавлев и др. 8-я Всероссийская конф. Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы (2011)
2. R. Paszkiewicz et al, Nanomaterials: Applications and Properties (NAP-2011). Vol. 2, Part I

ВЫРАЩИВАНИЕ СТРУКТУР ТГЦ ККЛ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ

Ю.Г. Садофьев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, г. Москва, Ленинский проспект, дом 53, e-mail: sadofyev@hotmail.com

Компактные твердотельные источники излучения терагерцового диапазона частот привлекательны для исследования молекулярных колебаний, спектроскопии, регистрации изображений, медицины и связи. Использование квантовых каскадных лазеров (ТГц ККЛ) для получения ТГц излучения представляется одним из возможных путей достижения желаемых результатов. Для выращивания ТГц ККЛ используют метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Толщина квантово-размерной части структур составляет обычно 10 мкм, минимальная толщина барьерных слоев близка к 2нм, а количество квантовых ям в структуре превышает 700. Допустимыми являются отклонения от заданных параметров слоев в пределах не более $\pm 1\%$.

Указанные выше особенности предъявляют специфические требования к оборудованию для МПЭ, включая долговременную стабильность заданных плотностей молекулярных пучков, надежность и быстроту срабатывания заслонок, минимально возможную реакцию молекулярных пучков на открытие и закрытие заслонок, высокую скорость вращения подложки при проведении эпитаксиального процесса. Кроме того, специфика объекта требует разработки надежной системы предварительных калибровок скоростей роста эпитаксиальных слоев, обладающей погрешностью в десятые доли процента, и определения периодичности повторных калибровок при выращивании серий ТГц ККЛ структур.

Мы выращивали и исследовали ТГц ККЛ на основе гетероперехода GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с быстрым опустошением нижнего рабочего состояния лазера за счет резонансной релаксации с испусканием оптического фона в квантовой яме (КЯ) инжектора. Использовались конфигурации структур с каскадами, состоящими из четырех [1], трех [2] и двух [3] квантовых ям. При этом в дизайн части выращенных структур были внесены изменения, направленные на расширение диапазона генерируемых приборами частот. В докладе будут приведены данные, относящиеся к описанию особенностей эпитаксиального роста

структур, применяемых методах контроля их свойств, вариации дизайна структур, а также типичные параметры полученных ТГц ККЛ лазеров.

Литература

1. Williams, B.S., Kumar, S., Hu, Q., Reno, J.L. / High-power terahertz quantum-cascade lasers. //Electronics Letters, 2006. V.42, No. 2. P. 89-90.
2. Luo, H., Laframboise, S.R., Wasilewski, Z.R., Aers, G.C., Liu, H.C. /Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module. //Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 041112.
3. Kumar, S., Chan, C.W.I., Hu, Q., Reno, J. /Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell phonon depopulation. //Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. 141110.

САМООРГАНИЗАЦИЯ АНСАМБЛЯ КВАНТОВЫХ КОЛЕЦ GaAs ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ КАПЕЛЬНОЙ ЭПИТАКСИИ

***И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко, Ю.Д. Сибирмовский,
Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов***

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

Многообразие квантовых объектов, получаемых при помощи самоорганизации, постоянно растет. Так, при помощи капельной эпитаксии примерно 5 лет назад начали создавать новые типы квазиуменьренных нанобъектов - квантовые кольца, двойные кольца и точки [1]. Отличительной особенностью капельной эпитаксии является то, что в основе формирования нанобъектов лежит не механическая деформация, как в структурах с самоорганизующимися квантовыми точками по типу Странски-Крастанова, а процессы диффузии и кристаллизации. Ансамбли квантовых колец интересны в связи с применением в оптоэлектронике, квантовой электронике, как элементы кубитов для будущих квантовых компьютеров.

Задачей данной работы было изучить особенности формирования ансамблей КК большой поверхностной плотности в зависимости от условий кристаллизации - температуры подложки и давления мышьяка. Образцы были выращены в НОЦ "Нанотехнологии" НИЯУ МИФИ на установке Ribep Compact 21. Вентильный источник мышьяка позволил резко снижать давление на 4-5 порядков в процессе нанесения капель Ga, а затем подать необходимое давление As для кристаллизации квантовых колец. Образцы имели одинаковое количество осажденного металлического Ga (5 МС), но температура кристаллизации составляла от 180°C до 300°C.

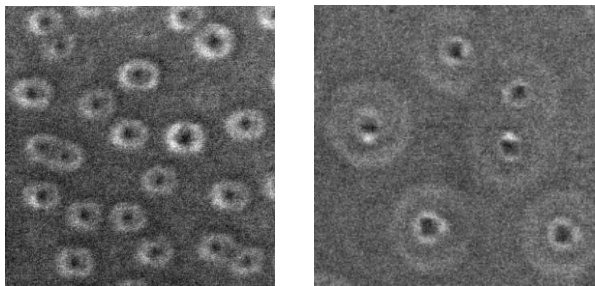


Рис. 1. РЭМ изображения поверхности образцов R1 и R3 (400×400 нм)

На форму и размер КК влияет как температура формирования, так и давление мышьяка, вследствие конкуренции процессов фронт поверхностной диффузии адатомов и кристаллизации.

При формировании КК важную роль играет соотношение длины диффузии и расстояния между кольцами, что вызывает эффекты сращивания границ и формирования цепочек КК. В полученных образцах осаждалось большое количество галлия (~6 МС), и плотность КК была такова, что 4-7% КК являлись объединенными. Была опробована методика роста с зарачиванием слоя КК защитным широкозонным слоем $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Для удобства исследования морфологии ансамбля КК при заданных режимах формирования ростовая последовательность была повторена также и на поверхности.

Морфология ансамбля КК исследовалась при помощи РЭМ высокого разрешения Raith 150TWO, на пределе возможности регистрации контраста изображения. Изображения статистически анализировались при помощи компьютерной программы. Некоторые параметры роста и полученного ансамбля КК приведены в Табл. 1.

Плотность полученного ансамбля КК для обр. №2 составляла $1,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. У образца 2 значительно больше выражена анизотропия формы КК, чем у обр. 3 с большим радиусом КК. Причем, дисперсия размера крупных КК заметно больше, чем для КК малого диаметра. Средний диаметр КК образца 3 составлял 50 нм, при этом формировались широкие концентрические КК.

Таблица 1.

Ростовые и структурные параметры образцов с квантовыми кольцами

№	Тип	Т форм. °С	Р As, Торр	Плотность КК, 10^{10} см^{-2}	Диаметр КК		Дисперс. диаметра σ , нм (%)
					внешн., нм	внутр., нм	
2	одио чн.	220	1.3×10^{-5}	1.6	55	48	3 (5.5)
3	двойн.	180	5.5×10^{-6}	0,37	142	52	6 (4.2%)

Полученные данные позволяют считать, что в МИФИ успешно реализована технология капельной эпитаксии ансамблей квантовых колец, не уступающих мировому уровню. Далее будет проводиться исследование процессов формирования ансамбля КК в зависимости от термодинамических и кинетических параметров роста.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП НИЯУ МИФИ.

Литература

1. Watanabe K, Koguchi N and Gotoh Y; Japan. J. Appl. Phys. 39 L79 (2000)

ИОННО-ЛУЧЕВАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК II ТИПА

**Д.С. Лунин, С.Н. Чеботарев, А.С. Пащенко, М.Л. Лунина*

Южный научный центр РАН
344006, г. Ростов-на-Дону, ул. Чехова, дом 41, e-mail: Lunin_LS@mail.ru

Полупроводниковые гетероструктуры являются основой эффективных электронных устройств [1]. Использование гетероструктур с квантово-размерными эффектами открывает новые перспективы развития нанoeлектроники [2]. Интенсивно исследуются методы получения и свойства наногетероструктур A_3B_5 и Ge/Si. Гетеросистема «германий–кремний» с квантовыми точками, является системой второго типа [3] и привлекает внимание ввиду значительных успехов в создании светоизлучающих и фотоприемных устройств на квантовых эффектах, конкурирующих с традиционными оптоэлектронными материалами A_3B_5 .

Молекулярно-лучевая эпитаксия и газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений стали классическими методами получения гетероструктур с квантовыми точками. Параллельно развиваются альтернативные методы: магнетронное распыление, электронно-лучевое и ионно-лучевое осаждение (кристаллизация). Экспериментально показана возможность ионно-лучевой кристаллизации квантовых точек InAs на поверхности GaAs [4,5]. В настоящей работе предложен метод ионно-лучевой кристаллизации нанокластеров германия (квантовых точек II типа) на поверхности кремния.

Синтез нанокластеров германия на кремнии проводился в установке ионно-лучевой кристаллизации, выполненной на базе стандартной ростовой камеры с двухуровневой вакуумной системой и источника ионов КЛАН-53М. Направленный поток ростового вещества создавался распылением материала монокристаллической подложки Ge(001) ионами Ag^+ с энергией 200–300 эВ. Начало процесса нанесения материала на подложку и его завершение регулировалось молибденовым стоп-экраном, вводимым в область между мишенью и подложкой. В экспериментах использовались германиевые и кремниевые мишени в виде монокристаллических пластин, закрепленные в подвижном молибденовом держателе револьверного типа. Предельный вакуум в ростовой камере составлял 10^{-4} Па.

Подложками служили пластины кремния (001) с разориентацией менее $0,5^\circ$. Для удаления паразитных слоев окисла кремния, углеродородов и адсорбированных паров воды с целью получения атомарно-чистой поверхности использовалась методика очистки

подложки при температуре порядка 800 °С, предложенная Ишизаки [6]. Для создания активной поверхности кремния предварительно наращивался тонкий буферный слой нелегированного кремния толщиной 15–20 нм при температуре подложки 650 °С. На подготовленные подложки Si(001) при температурах 350, 450 и 550 °С ионно-лучевой кристаллизацией наносили германий при различных временах процесса: начиная с 20 секунд (~3 ML) до 80 секунд (~12 ML). Для каждой температуры получено по 7 образцов Ge/Si с различным значением интегральной толщины германия. Морфологию поверхности образцов Ge/Si(001) исследовали на сканирующем электронном микроскопе Quanta 200 и высоковакуумном атомно-силовом микроскопе Solver HV в полуконтактном режиме при температуре 20°C и остаточном давлении в камерах микроскопов не ниже 10^{-3} Па.

В гетеросистеме Ge/Si(001) при увеличении эффективной толщины слоя германия наблюдались эволюционные структурные переходы. Экспериментально параметр толщины слоя германия варьировался временем ионно-лучевой кристаллизации при неизменной скорости процесса. На начальной стадии кристаллизация германия на кремнии шла по двумерно-слоевому механизму с образованием сплошного механически напряженного слоя. Во всех температурных режимах при достижении критической толщины $d_{кр} \sim (3 \pm 1)$ ML формировался массив hut-нанокластеров. Увеличение эффективной толщины кристаллизующегося германия приводило к эволюционной трансформации hut-нанокластеров в dome- и superdome-наноструктуры. Последней стадией эволюции структуры германия на Si(001) являлось образование трехмерных пластически деформированных островков с дислокациями несоответствия на границе раздела с подложкой.

Показано, что методом ионно-лучевой кристаллизации на поверхности Si (001) могут быть получены hut-, dome- и superdome-нанокластеры Ge при скорости осаждения $V_{Ge} = (8,9 \pm 0,4)$ ML/мин в температурном интервале $T = (350-550)$ °С. Интервал существования hut-нанокластеров германия на Si(001) сужается с ростом температуры с 8 ML ($T = 350$ °С) до 3 ML ($T = 550$ °С).

Литература

1. Ж.И. Алферов и др., ФТП. 32. 1. 3 (1998)
2. Н.Н. Леденцов и др., ФТП. 32. 4. 385 (1998)
3. О.П. Пчеляков и др., ФТП. 34. 11. 1281 (2000)
4. L.S. Lunin et al., Journal of surface investigation. 5. 3. 559 (2011)
5. L.S. Lunin et al., Inorganic materials. 47. 8. 816 (2011)
6. A. Ishizaka et al., Proc. of MBE-CST-2 (1983)

**ДИАГНОСТИКА НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР GaAs/AlAs В ПРОЦЕССЕ
ВЫРАЩИВАНИЯ МЕТОДАМИ ОТРАЖЕНИЯ**

И.П. Казаков, М.А.Базалевский, В.В. Капаев, С.А. Савинов, В.И. Цехои*

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН
119991, г. Москва, Ленинский проспект, дом 53, e-mail: ipkazakov@yandex.ru

Электрофизические свойства туннельных гетероструктур (ГС), в частности резонансно-туннельных диодов (РТД), сильно зависят от толщины слоев активной области и качества гетерограниц (ГГ) [1]. Наличие данных, получаемых *in situ*, позволяет существенно сократить время на отладку технологического процесса, т.к. можно выращивать несколько пробных ГС на одной подложке, оптимизируя условия роста.

Методы контроля роста ГС РТД должны быть не воздействующими, обеспечивать информацию о структуре поверхности и измерение толщины слоев с разрешением порядка 1 монослоя (м.с.). В настоящей работе методами оптического нормального отражения (НО) и анизотропного отражения (АО) исследовался процесс выращивания ГС РТД на основе системы GaAs/AlAs. В отличие от эллипсометрии, метод АО позволяет контролировать структуру поверхности и внутренних гетерограниц (ГГ) у кристаллов кубической симметрии и имеет более простую техническую реализацию на ростовых установках благодаря нормальному углу падения луча зондирующего света на исследуемую поверхность.

Исследования проводились на ГС GaAs/AlAs двухбарьерных РТД, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии [2]. В процессе выращивания регистрировался сигнал АО от поверхности ГС, представляющий собой относительную разность $\Delta r/r$ сигналов отражения $r_{[-110]}$ и $r_{[110]}$ с линейной поляризацией в двух направлениях кристаллической решётки $[-110]$ и $[110]$, соответственно:

$$\Delta r/r = 2(r_{[-110]} - r_{[110]}) / (r_{[-110]} + r_{[110]}) \quad (1)$$

Были записаны временные зависимости сигналов НО и АО при постоянной длине волны $\lambda=500$ нм.

На рис. 1 видно, что ГГ между слоями GaAs и AlAs хорошо различимы на кривой временной зависимости величины r . Наклон отрезков графиков, соответствующих различным слоям РТД, даёт информацию о скорости их роста. Видно, что наклон участка кривой

второго барьера AlAs больше, чем первого. На рис. 1 представлено семейство кривых отражения, рассчитанных для данных условий роста с помощью программы Analiz-R (фирма LayTec), где скорость роста первого барьера задавалась по калибровочным данным, полученным из измерений слоёв AlAs толщиной 300 нм, и составляла 0.158 нм/с, а скорость роста второго барьера варьировалась в сторону увеличения. Сравнение экспериментальных и расчётных данных показало, что скорость роста второго барьера составляла около 0.2 нм/с, т.е. увеличилась на 27 %. Это изменение скорости роста мы связываем с переходным процессом в работе источника Al, возникающим в результате открывания заслонки при выращивании первого барьера AlAs.

В настоящей работе приводятся результаты исследований по применению методов НО и АО для контроля процесса выращивания гетероструктур резонансно-туннельных диодов. Показано, что оптический контроль *in situ* позволяет достичь точности выращивания слоев толщиной приблизительно в 1 м.с. при длине волны $\lambda = 500$ нм.

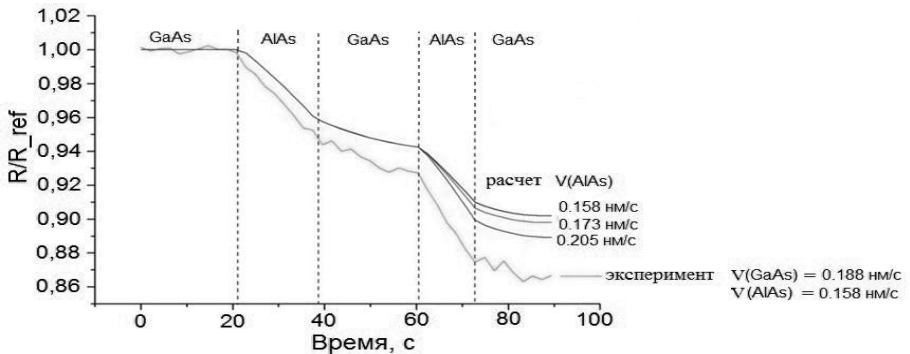


Рис.1 Сигнал отражения ($\lambda = 500$ нм) в процессе выращивания активной области ГС РТД № 415 (нижняя кривая) и результаты компьютерного моделирования.

Литература

1. F.G. Celii et al., J. Vac. Sci. Technol. A 13(3), 733 (1995).
2. И.П. Казаков, Е.В. Глазырин, С.А. Савинов, В.И. Цехош, С.С. Шмелёв, ФТП 44(11) 1489 (2010).

**ИЗМЕРЕНИЕ МОЛЬНОЙ ДОЛИ АЛЮМИНИЯ В ТРОЙНЫХ
СОЕДИНЕНИЯХ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ МЕТОДОМ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ ВТОРИЧНЫХ
ИОНОВ**

В.В. Сарайкин¹, И.С. Васильевский², А.Н. Виниченко², К.Д. Шербачев³

¹ ФГУП «Научно-исследовательский институт Физических Проблем им. Ф.В. Лукина»
124460, Москва, г. Зеленоград, проезд 4806, дом 6, e-mail: vvсарайкин@yandex.ru

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

³ НИТУ МИСИС, ЦКП «Материаловедение и металлургия»,
119049, Москва, Ленинский пр., д.4, e-mail: kirill.shcherbachev@misis.ru

В квантовых ямах Р-НЕМТ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ гетероструктур с высокой подвижностью электронов структур, применяемых для создания приборов СВЧ электроники, слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ являются и барьерными для квантовой ямы $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, и одновременно-донорами. Увеличение мольной доли x приводит к увеличению высоты потенциального барьера квантовой ямы и снижает утечки затвора. С другой стороны, при содержании Al $x > 24\%$ DX-центры $\text{Si}_{\text{AlGaAs}}$ захватывают электроны, что ухудшает параметры транзистора - возникают паразитные гистерезис ВАХ, термо- и светочувствительность. При подгонке токов транзисторов верхний контактный слой $n+\text{GaAs}(\text{Si})$ стравливается в затворном заглублении, а слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ обеспечивает селективность травления при $x = 22-24\%$. Поэтому важнейшей задачей технологии Р-НЕМТ гетероструктур является метод контроля технологии и состава слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Масс-спектрометрия вторичных ионов (ВИМС) является одним из наиболее информативных аналитических методов для анализа гетероструктур из-за возможности измерения сложного профиля распределения состава по глубине.

Измерение состава веществ методом ВИМС затруднено сильным матричным эффектом, то есть сильной зависимостью тока выбиваемых вторичных ионов от состава распыляемого материала. Из работ [1, 2] известно, что матричный эффект может быть практически нивелирован с использованием режима регистрации кластерных вторичных ионов CsAl^+ , CsGa^+ . Поскольку цезий обладает малой энергией ионизации (3.89 эВ), вероятность ионизации указанных кластеров в большей мере определяется отдачей электрона атомом цезия, чем отдачей электрона атомом Al или Ga (~ 6.0 эВ). Разница вероятности ионизации указанных кластеров оказывается существенно меньше, чем разница вероятности ионизации атомов Al и Ga. При практической реализации такого режима травления ионным пучком цезия, на поверхности анализируемой структуры образуется субслоем цезия, который

распыляется вместе с матричными анализируемыми элементами. Такая техника травления и регистрации ионного тока I позволяет рассчитать состав тройного соединения $Al_xGa_{1-x}As$ в пропорциональном приближении:

$$x = I(CsAl^+) / \{I(CsAl^+) + I(CsGa^+)\}$$

Целью работы являлось установление погрешности измерения мольной доли алюминия в тройных соединениях $Al_xGa_{1-x}As$ с использованием указанного приема. Для этого методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращивался набор пленок с различной мольной долей алюминия (от 0.17 до 0.32) и однородным составом по глубине.

Образцы были изготовлены на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber Compact 21 T в НОЦ "нанотехнологии" НИЯУ МИФИ. Структура изготовленных образцов приведена на Рис. 1. Состав слоев при росте определялся по соотношению потоков Al и Ga и задавался за счет за счет температуры Al ячейки. После роста фактический состав уточнялся по данным измерений трехкристалльной рентгеновской дифрактометрии, по положению дифракционного максимума вблизи отражения (004). На образцах с более тонким слоем $Al_xGa_{1-x}As$ и короткопериодной сверхрешеткой AlAs/GaAs состав $Al_xGa_{1-x}As$ калибровался также исходя из периода толщинных осцилляций, наблюдаемых на кривой дифракционного отражения (004).

Исследована зависимость получаемого соотношения токов кластерных ионов от параметров анализа. Установлены параметры, наиболее важные для обеспечения воспроизводимости результатов. Результаты, полученные методом ВИМС, сопоставляются с результатами, полученными другими методами измерения.

Продемонстрированный в работе методический прием с нивелированием матричного эффекта позволяет перейти к количественному анализу слоев $Al_xGa_{1-x}As$ и обеспечить метрологию профиля состава.

Работа выполнена в рамках госконтракта от № 16.648.12.3005 по заказу Минобрнауки, с использованием оборудования ЦКП НИЯУ МИФИ.

Литература

1. Yu. Kudriavtsev, S. Gallardo, O. *et. al.* Surf. Interface Anal. **43(10)**, 1277 (2011).
2. WWW.EAGLABS.COM, Application note AN372, (2007).

**СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaN/GaN –
ИТОГИ ИССЛЕДОВАНИЙ И РАЗРАБОТОК ПОСЛЕДНЕГО ДЕСЯТИЛИТИЯ**

(ОБЗОР)

А.Э.Юнович

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова,
119991, г. Москва, Ленинские горы, E-mail: yunovich@phys.msu.ru

Исследования и разработки светодиодов на основе наногетероструктур InGaN/AlGaN/GaN последнего десятилетия обеспечили стремительное развитие светодиодной промышленности и светодиодного освещения во всем мире. В России начато массовое производство светодиодов для освещения («Оптоган», «Светлана-Оптоэлектроника», Томский НИИ ПП). Выращивание пленок методом металлоорганической эпитаксии позволило создать гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN с квантовыми ямами для светодиодов, излучающих свет в диапазоне длин волн от 240 до 600 нм.

Максимум внешнего квантового выхода излучения вблизи 460 нм достигает 70%. Продвинуты исследования структур в зеленой области спектра, до 560 нм. Созданы промышленные установки для массового производства этих структур. Разработано и освоено производство подложек для эпитаксии из сапфира, SiC, Si, GaN; каждый тип подложек имеет свои преимущества и недостатки. Размеры светодиодных чипов увеличивались от 0.1 мм² до 2 мм², и рабочие токи СД в массовом производстве составляют 100-350 мА, а в мощных СД достигли 2 А.

Исследованы механизмы, обуславливающие падение квантового выхода излучения с увеличением плотности тока, и этот эффект существенно уменьшен. Разработаны конструкции чипов, позволяющие увеличить коэффициент оптического вывода излучения до 80% за счет уменьшения полного внутреннего отражения на диффузных поверхностях и направленного отражения на зеркальных поверхностях, за счет нужной геометрии кристалла и контактов. Конструкции СД с отделением структур от подложки, с переворачиванием структур при постановке в корпус, с подбором отводящих тепло материалов позволили существенно уменьшить нагрев СД.

Исследования и разработки направлены сейчас на создание и массовое применение светодиодных светотехнических устройств.

**ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПРИМЕНЕНИЯ И РАЗРАБОТКИ
УФ СВЕТОДИОДОВ****В.С. Пашков**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31

В настоящее время актуальным является требование создания источников света с более короткими длинами волн в таких областях, например, как фотолитография, создание датчиков обнаружения токсичных веществ, в области создания устройств с высокой плотностью хранения данных в оптическом диапазоне, биомедицинских исследованиях, очистке и стерилизации воды и воздуха. Современные тенденции в области миниатюризации устройств, обеспечению их максимальной энергоэффективности и безопасности для здоровья человека и окружающей среды, требуют разработки принципиально новых видов источников излучения взамен традиционно используемых для УФ диапазона газоразрядных ламп. Такими источниками могут служить светодиоды УФ диапазона, которые являются новым продуктом на рынке излучателей, работающих в области глубокого УФ. До настоящего времени большая часть выпускаемых УФ светодиодов относилось к диапазону ближнего УФ, т.е. имело длину волны 365 - 400 нм. Более 90% из них использовалось в приложениях, связанных с процессами полимеризации (ускоренного отвердевания), проверке подлинности денежных знаков, ценных бумаг, документов, а также локальных системах очистки воздуха. Данные приложения не требуют большой мощности светодиодов и не предъявляют строгих требований к длине волны излучения. В то же время, существует потребность в светодиодах с более короткими длинами волн при увеличении мощности светодиодов. Больше чем 90 % рынка УФ светодиодов (за исключением R&D) были направлены в сегменты УФ лечения, обнаружения подделок, применением в области медицины и изготовления инструментов, где требуется применение источников А/В. Оставшиеся 10 % были использованы для очистки воздуха и воды с большой долей УФ источников типа А для фотокаталитической очистки воздуха. UVA источники (длина волны 400 –315 нм) в настоящее время - главный рынок УФ светодиодов и останется таковым в течение, по крайней мере, следующих 4 лет:

- Приблизительно 90% рынка в 2008
- Приблизительно 70% рынка в 2012

Мировой рынок только УФ светодиодов имеет в настоящий момент годовой оборот примерно в 30 млн. долларов США. В медицинских учреждениях наряду с УФ-лампами стали появляться устройства для дезинфекции (кварцевания) воздуха, базирующиеся на УФ-светодиодах. Процентное распределение объемов продаж по областям приведено на диаграмме.

Появляющиеся УФ светодиодные технологии вполне могут стать конкурентоспособными подобно технологиям твердотельного освещения, где используются светодиоды видимого диапазона. УФ светодиодные технологии будут технологиями с возможностями, которые в будущем позволят ввести новые инновационные применения.

При переходе в ультракороткую область (менее 280 нм) огромными рынками для сбыта УФ светодиодов будут являться рынки полноценной очистки воздуха и воды. В соответствии с отчетом ВВС «Ультрафиолетовое дезинфекционное оборудование: Основные применения и мировые рынки, 2011» («Ultraviolet (UV) Disinfection Equipment: Major Applications and Global Markets, 2011»), мировой рынок дезинфекционных устройств в мире, в которых немедленно может быть использованы ультрафиолетовые светодиоды, составит в 2011 году около 900 млн. долларов США и будет демонстрировать рост примерно 13% в год в течение ближайших 5 лет. Таким образом, к 2016 году объем данного рынка достигнет 1.6 млрд. долларов США.

Перспективными материалами для создания УФ чипов являются такие материалы с широкой запрещенной зоной, как III–V нитридные полупроводники (GaN, AlGaN и AlN). Существуют принципиальные возможности создания чипов для УФ области с длинами волн 210 нм на базе AlN. В связи с этим разработка компактных, эффективных и безопасных УФ излучателей является весьма актуальной задачей.

Литература

1. Schubert, E. F. & Kim, J. K. Solid-state light sources getting smart. *Science* 308, 1274–1278 (2005) | Article | PubMed | ISI | ChemPort |
2. Koizumi, S., Watanabe, K., Hasegawa, M. & Kanda, H. Ultraviolet emission from a diamond p-n junction. *Science* 292, 1899–1901 (2001) | Article | PubMed | ISI | ChemPort |
3. Akasaki, I. & Amano, H. Crystal growth and conductivity control of group III nitride semiconductors and their application to short wavelength light emitters. *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, 5393–5408 (1997) | Article | ChemPort |
4. Pankove, J. I., Miller, E. A., Richman, D. & Berkeyheiser, J. E. Electroluminescence in GaN. *J. Lumin.* 4, 63–66 (1971) | ChemPort |
5. Nakamura, S. et al. Superbright green InGaN SQW structure LEDs. *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, L1332–L1335 (1995) | Article | ChemPort |

**МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ТЕХНОЛОГИИ РНЕМТ
НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs/InGaAs/GaAs**

***И.С. Васильевский¹, А.Н. Виниченко¹, Г.Б. Галиев², М.М. Грехов¹, К.Д. Щербачев³,
В.В. Сарайкин^{4,2}, Д.В. Лаврухин², Н.И. Каргин¹, М.Н. Стриханов¹***

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasiljevskii@mail.ru

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр. 5, e-mail: galiyev_galib@mail.ru

³НИТУ МИСИС, ЦКП «Материаловедение и металлургия»,

119049, Москва, Ленинский пр., д.4, e-mail: kirill.shcherbachev@misis.ru

⁴ФГУП «Научно-исследовательский институт Физических Проблем им. Ф.В. Лукина»
124460, Москва, г. Зеленоград, проезд 4806, дом 6, e-mail: [vvsaraykin@yandex.ru](mailto:vvсарайкин@yandex.ru)

РНЕМТ $Al_xGa_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As$ гетероструктуры являются одним из самых широко используемых базовых материалов в СВЧ электронике для создания транзисторов и монолитных интегральных схем (МИС). Данные структуры содержат большое число слоев, как основных, так и вспомогательных, из твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ и $In_yGa_{1-y}As$. Для получения требуемой зонной структуры и характеристик образцов необходимо жестко контролировать состав и толщину данных слоев. Цель работы состояла в реализации технологии РНЕМТ гетероструктур с использованием методов нанометрологии, обеспечивающими точность и воспроизводимость технологических параметров не хуже 95%.

Для роста на установке МЛЭ Riber Compact 21Т использовались импортные ОСЧ металлы производства Azelis Electronics. Предельный вакуум в камере роста при замороженных криопанелях и с перекрытым потоком As_4 составлял до $1-2 \times 10^{-11}$ Торр. Одним из важных факторов получения стабильной и воспроизводимой скорости роста, состава и толщины слоев РНЕМТ гетероструктур являлось получение долговременной стабильности потоков и учет быстрых переходных процессов при открытии заслонок.

Обнаружено, что режим стабилизации потоков устанавливается спустя ~2 часа после прогрева источников до заданной температуры, что может быть связано с некоторым перераспределением испаряемого материала. Для установки Riber Compact 21 также важным условием стабильности потоков является поддержание температуры окружающей среды в лаборатории. Для метрологического сопровождения технологии РНЕМТ гетероструктур методом МЛЭ в НОЦ "Нанотехнологии" НИЯУ МИФИ выращивались калибровочные образцы, состоящие из толстых слоев $Al_xGa_{1-x}As$ (калибровка Al, Ga) и тонких двухъямных структур

GaAs/In_yGa_{1-y}As. Методами калибровки являлись - высокоразрешающая двух- и трехкристалльная рентгеновская дифрактометрия (РД) вблизи отражения (004), профилирование состава при помощи вторично-ионной спектроскопии масс (ВИМС) с устранением матричного эффекта, спектроскопия фотолюминесценции (ФЛ). В качестве опорной калибровки использовались измерения эквивалентных давлений потоков источников P_i(T_i), i= Ga, Al, In. В изготовленных в режиме стабилизации источников калибровочных образцах Al_xGa_{1-x}As толщиной 1,8-2,0 мкм толщинные колебания состава аппроксимируются линейной функцией и не превышают 0,9%. Переходные процессы для всех источников имели временной масштаб около 25-35 с, и амплитуду от 2% до 6%(Al).

После калибровок выращивались холловские РНЕМТ гетероструктуры с одно- или двусторонним дельта-легированием кремнием, с толщиной барьерного слоя Al_{0,23}Ga_{0,77}As 18 и 27 нм. Результаты измерений подвижности и концентрации электронов приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Электрофизические параметры образцов.

тип	d _{bar} (нм)	μ _e , см ² ·(В·с) ⁻¹		n _s , 10 ¹² см ⁻²
		300 К	77 К	300 К
1δ РНЕМТ	27	6200	21500	1.6
1δ РНЕМТ	18	6740	24900	1.5
2δ РНЕМТ	27	5830	16900	2.1

Неоднородность состава In_yGa_{1-y}As по пластине оценивалась по сдвигу пика основного перехода на спектре фотолюминесценции, измеренном при температурах 77 К и 300 К. На пластине диаметром 2 дюйма неоднородность составляет не более Δλ_{max}<1,9 нм. Неоднородность по составу и толщине КЯ составляет не более 2%. Однородность электрофизических параметров приборных структур контролировалась по измерению удельного сопротивления ρ, концентрации и подвижности электронов, и составила Δρ/ρ<1.5%.

Плотность овальных дефектов составила 80-130 см⁻² для выращенных РНЕМТ гетероструктур на подложках 2 дюйма Wafer Technology.

Результаты освоения РНЕМТ технологии в НИЯУ МИФИ находятся в целом на мировом уровне и позволяют вести разработки современных гетероструктурных СВЧ транзисторов и МИС.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП НИЯУ МИФИ, ЦКП «Материаловедение и металлургия» НИТУ МИСИС.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

– Б –

Базалевский М.А. 54
Бамбуров В.Г. 9
Боков П.Ю. 16
Блинов П.И. 40
Бугаев А.С. 42

– В –

Васильев А.Л. 14, 18
Васильевский И.С. 14, 16, 18, 20,
22, 50, 56, 61
Виниченко А.Н. 22, 50, 56, 61
Волосов А.В. 38
Ванюхин К.Д. 40
Волчков Н.А. 24

– Г –

Галиев Г.Б. 14, 16, 18, 20, 61
Грехов М.М. 22, 61
Громов Д.В. 12

– Д –

Драгутъ М.В. 32
Дроздов Д.Г. 30

– Е –

Ермолов А.С. 36

– Ж –

Журавлев К.С. 28, 44

– К –

Каргин Н.И. 9, 22, 50, 61
Карузский А.Л. 24
Климов Е.А. 14, 16, 18, 20
Кульбачинский В.А. 16, 18
Кузнецов А.Л. 38
Кванин А.Л. 20
Капаев В.В. 24, 54
Казаков И.П. 54

– Л –

Лаврухин Д.В. 42, 61
Лунин Л.С. 52
Лисицкий А.П. 42
Лебедев С.П. 36
Лунина М.Л. 52
Лукьянцев О.А. 32

– М –

Макаров А.А. 46
Мальцев П.П. 26
Майтама М.В. 26
Матвеев Ю.А. 12
Мурзин В.Н. 24, 36
Малин Т.В. 44

– П –

Пожела Ю.К. 5
Пожела К. 5
Пономарев Д.С. 18
Пушкарев С.С. 20
Пашков В.С. 59
Пресняков М.Ю. 14
Павлов А.Ю. 26
Протасов Д.Ю. 44
Пересторонин А.В. 24
Пащенко А.С. 52

– Р –

Резкова Е.М. 40
Романов В.Л. 32, 34

– С –

Садюфьев Ю.Г. 48
Сарайкин В.В. 56, 61
Сафаралиев Г.К. 7
Сеничкин А.П. 42
Сиомко В.О. 30
Стриханов М.Н. 22, 50, 61
Свешников Ю.Н. 46
Субботин И.А. 18
Савченко Е.М. 30
Савинов С.А. 24, 54
Сызранов В.С. 36
Сибирмовский Ю.Д. 50

– Т –

Телец В.А. 12
Тихонов А.В. 44

– Х –

Хабибуллин Р.А. 16

– Ц –

Цацульников А.Ф. 44
Цыпленков И.Н. 46
Цехош В.И. 54

– Ч –

Чеботарев С.Н. 52

– Ш –

Шестаков А.К. 28
Шмелев С.С. 24
Ширмулис Э. 5
Шиленас А. 5

– Щ –

Щаврук Н.В. 26
Щербачев К.Д. 56, 61

– Ю –

Юнович А.Э. 58
Юцене В. 5

– Я –

Ячменев А.Э. 42