



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

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

21–22 мая 2014 года

МОСКВА

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

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

21–22 мая 2014 года

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

МОСКВА

УДК 621.382(06)+539.2(06)+620.3(06)
ББК 22.36в6
М 74

Моковские чтения. 5-я Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 21–22 мая 2014 г.: тезисы докладов. М.: НИЯУ МИФИ, 2014. – 96 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 СВЧ твердотельной электроники на основе наноразмерных гетероструктур и других новых функциональных материалов. Тезисы докладов размещены в тематических секциях, в соответствии 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; функциональная электроника и оптоэлектроника.

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

Материалы получены до 15.03.2014

Тезисы докладов издаются в авторской редакции

ISBN 978-5-7262-1919-6

Подписано в печать 06.05.2014. Формат 60×84 1/16.
Печ.л. 6,0. Тираж 120 экз. Заказ №

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Типография НИЯУ МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31

СО Д Е Р Ж А Н И Е

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

ЕЛЕСИН В.Ф.

Квантовая теория статических и нестационарных характеристик
резонансно-туннельных наноструктур..... 7

ГРИШАКОВ К.С., ЕЛЕСИН В.Ф.

Переходные процессы в резонансно-туннельном диоде
с учетом межэлектронного взаимодействия в когерентной модели
(Шредингер-Пуассон) 9

ГУЛЯЕВ Д.В., ЖУРАВЛЕВ К.С., БАКАРОВ А.К., ТОРОПОВ А.И.

Идентификация линий фотолюминесценции в AlGaAs/InGaAs
P-HEMT гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием 11

ГАЛИЕВ Г.Б., ЛАВРУХИН Д.В., ПУШКАРЁВ С.С.,

КЛИМОВ Е.А., КЛОЧКОВ А.Н.

Влияние толщины и температуры роста InAs-вставки
в квантовую яму InAlAs/InGaAs/InAlAs на фотолюминесцентные
и электрофизические свойства HEMT-структур 13

КЛОЧКОВ А.Н.

Моделирование электронных свойств InGaAs/InAlAs
наногетероструктур с многослойной квантовой ямой 15

ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., ГЛАДКОВ В.П.,

ГРЕХОВ М.М., КАРГИН Н.И., ЛАВРУХИН Д.В., СТРИХАНОВ М.Н.

Электрофизические и оптические свойства двумерно-легированных
гетероструктур с переменным профилем состава
квантовой ямы AlGaAs/In_{y(z)}Ga_{1-y(z)}As/GaAs 17

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЧ-ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА: ПРОИЗВОДСТВО, ТЕХНОЛОГИИ И СВОЙСТВА

ГРОМОВ Д.В., ЕЛЕСИН В.В., ЧУКОВ Г.В.

Радиационные эффекты в СВЧ элементной базе
на основе гетероструктур кремний-германий 19

КАЗАКОВ И.П., КАПАЕВ В.В., КАРУЗСКИЙ А.Л., МИТЯГИН Ю.А.,

МУРЗИН В.Н., ПЕРЕСТОРНИН А.В., САВИНОВ С.А., ШМЕЛЁВ С.С.

Детектирование субтерагерцового излучения резонансно-туннельными
структурами в резонаторных системах различной конфигурации 21

ПЛАТОНОВ С.В., СЕЛЕЗНЕВ Б.И.

Воздействие мощных СВЧ-импульсов на характеристики МШУ
на арсениде галлия 23

ЕНИШЕРЛОВА К.Л., ГОРЯЧЕВ В.В., РУСАК Т.Ф., КАПИЛИН С.А.

Исследование влияния пассивирующих слоев
на емкостные характеристики гетероструктур AlGaN/GaN 25

ПАВЛОВ А.Ю., ПАВЛОВ В.Ю., ФЕДОРОВ Ю.В.

Влияние технологических приемов на морфологию и сопротивление
омических контактов к гетероструктурам на основе GaN 27

ЖЕЛАННОВ А.В., ФЁДОРОВ Д.Г., СЕЛЕЗНЕВ Б.И. Диоды Шоттки на нитриде галлия.....	29
ВАНЮХИН К.Д., ВОРОНОВА А.А., ЕВСЕЕВА Е.М., ЗАХАРЧЕНКО Р.В., СЕЙДМАН Л.А. Оптимизация параметров поверхностного сопротивления светопроводящего электрода из оксида индия-олова	31
ЗАХАРЧЕНКО Р.В., ВАНЮХИН К.Д., СЕЙДМАН Л.А., СТЕБЛИН С.А., ВОРОНОВА А.А., БЛИНОВ П.А., ЕВСЕЕВА Е.М., МИННЕБАЕВ С.В. Технологические особенности формирования контактной металлизации к LED-структуре на основе GAN	33
ВОЛОСОВ А.В., СТЕБЛИН С.А., ЛЕБЕДЕВ С.С. Механизм формирования пленок SiN _x :H в плазмохимическом реакторе диодного типа	35
СТЕБЛИН С.А., ВОЛОСОВ А.В. Состояние и перспективы развития технологии полупроводниковых приборов со структурой МДП на основе нитрид-галлиевых гетероструктур ..	37
МАЛЬЦЕВ П.П., МАЙТАМА М.В., ПАВЛОВ А.Ю., ЦАВРУК Н.В. Технологический маршрут изготовления МЭМС переключателя совместно с полупроводниковыми приборами на основе арсенида галлия.....	39
МАЛЬЦЕВ П.П., ТРОФИМОВ А.А., ЦАВРУК Н.В., ЕВСЕЕВА Е.М. Одностороннее шлифование и полирование полупроводниковых пластин на основе сапфира и карбида кремния	41
ЛЕБЕДЕВ А.А., БЕЛОВ С.В., ЛЕБЕДЕВ С.П., ЛИТВИН Д.П., НИКИТИНА И.П., ВАСИЛЬЕВ А.В., МАКАРОВ Ю.Н., НАГАЛЮК С.С., СМИРНОВ А.Н., ПОПОВ В.В., ВЬЮГИНОВ В.Н., ШИФМАН Р.Г., КУЗМИЧЁВ Ю.С., ТРАВИН Н.К., ВЕНЕДИКТОВ О.В. Полуизолирующие 6H-SiC подложки для эпитаксии III-N.....	43
ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ, ДВУМЕРНЫЕ, ОДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ	
ЦАЦУЛЬНИКОВ А.Ф., ЛУНДИН В.В., ДАВЫДОВ Д.В., ЗАВАРИН Е.Е., ПОПОВ М.Г., САХАРОВ А.В. Эпитаксиальный рост AlInGaN гетероструктур на подложках Si, SiC и сапфира размером до 4" для НЕМТ и светодиодов.....	46
СИБИРМОВСКИЙ Ю.Д., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., ЕРЕМИН И.С., КАРГИН Н.И., КОЛЕНЦОВА О.С., СТРИХАНОВ М.Н. Особенности диффузионных процессов при росте квантовых колец GaAs методом капельной эпитаксии.....	48
КОРЯКИН А.А., СИБИРЕВ Н.В., ДУБРОВСКИЙ В.Г. Начальная стадия роста самоиндуцированных нитевидных нанокристаллов GaN.....	50
ОВЕШНИКОВ Л.Н., КУЛЬБАЧИНСКИЙ В.А., ЛУНИН Р.А., ГАЛИЕВ Г.Б., ПУШКАРЕВ С.С., КЛИМОВ Е.А., ЮЗЕЕВА Н.А. Влияние дизайна метаморфного буфера и ориентации подложки на транспортные свойства НЕМТ-структур In _{0.7} Al _{0.3} As/In _{0.7} Ga _{0.3} As/In _{0.7} Al _{0.3} As на подложках GaAs.....	52

ГРОМЫШОВ И.С., ГЛАЗОВ С.Ю.

Энергетическая структура одномерной полупроводниковой сверхрешетки
в широком диапазоне параметров 54

ВОДОЛАГИН Н.С., КУХАРЬ Е.И.

Влияние постоянного электрического поля на эффект увлечения
в сверхрешетках с параболической минизоной 56

КУХАРЬ Е.И., НАЗАРОВ П.В.

Радиоэлектрический эффект в сверхрешетках с параболической минизоной.. 58

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСИСТЕМ И ГЕТЕРОСТРУКТУР

САДОФЬЕВ Ю.Г., МАРТОВИЦКИЙ В.П., КЛЕКОВКИН А.В.,
АЛЕЩЕНКО Ю.А., АВЕРЬЯНОВ Д.В., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С.

Особенности эпитаксии и свойства слоев GeSn,
выращенных на пластинах кремния (100) с буферным слоем германия 60

МАЙБОРОДА И.О., АНДРЕЕВ А.А., ЗАНАВЕСКИН М.Л.,
МОСКВИН В.В., ПЕРМИНОВ П.А., ЧЕРВИНСКИЙ Ф.Д.

Особенности роста N-FACE и Ga-FACE GaN в режиме избытка
галлия методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии..... 62

АВЕРЬЯНОВ Д.В., ТЕТЕРИН П.Е., САДОФЬЕВ Ю.Г.,
ПАРФЁНОВ О.Е., ЛИХАЧЁВ И.А., СТОРЧАК В.Г.

Выращивание гетероэпитаксиальных структур EuO/Si и EuO/SrO/Si
методом молекулярно-лучевой эпитаксии..... 63

ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., ГРЕХОВ М.М.,
КАРГИН Н.И., СТРИХАНОВ М.Н.

Рост и свойства n-InAs(Si)/AlGaAs высококачественных гетероструктур
с сильным легированием..... 65

ГАЛИЕВ Г.Б., КЛОЧКОВ А.Н., КЛИМОВ Е.А., ПУШКАРЕВ С.С.,
ВАСИЛЬЕВ А.Л., ПРЕСНЯКОВ М.Ю., ТРУНЬКИН И.Н.,
ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С.

Технология эпитаксии и структурное совершенство
композитных квантовых ям InGaAs/InAlAs с нановставками InAs 69

ЗАНАВЕСКИН М.Л., АНДРЕЕВ А.А., ГРИЩЕНКО Ю.В.,
МАЙБОРОДА И.О., МОСКВИН В.В., ПЕРМИНОВ П.А.,

СВЕШНИКОВ Ю.Н., ФЕДОРОВ Ю.В.

Использование МOCVD темплейтов GaN на сапфире в качестве подложек
для роста нитридных гетероструктур методом аммиачной
молекулярно-лучевой эпитаксии..... 71

КОЗЛОВСКИЙ Э.Ю., СЕЛЕЗНЕВ Б.И.

Влияние технологических факторов на параметры РНЕМТ
транзисторных структур..... 73

НАНОМЕТРОЛОГИЯ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

ТИМОФЕЕВ Г.О., ДРАГУТЬ М.В., ЛУКЬЯНЦЕВ О.А., СЕЛЕЗНЁВ Б.И. Тестовый модуль для контроля параметров арсенид-галлиевых микро- и наноструктур на пластине.....	75
КОНЦЕВОЙ Ю.А., ГЛАДЫШЕВА Н.Б., ЗАВАДСКИЙ Ю.И., КАПРОВ Д.Б., КОЛКОВСКИЙ Ю.В. Эллипсометрический контроль процессов металлизации	77
КОНЦЕВОЙ Ю.А., ВАНЮХИН К.Д., ЗАХАРЧЕНКО Р.В., СЕЙДМАН Л.А. Оценка качества тонких алюминиевых пленок эллипсометрическим способом.....	79
САРАЙКИН В.В., КЛОЧКОВ А.Н., ГАЛИЕВ Г.Б., КЛИМОВ Е.А., ПУШКАРЕВ С.С., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВАСИЛЬЕВ А.Л. Анализ InGaAs/InAlAs гетероструктур с нанометровыми вставками InAs методом масс-спектрометрии вторичных ионов.....	81
ЛЕБЕДЕВ С.С., ВОЛОСОВ А.В. Определение чистоты азота методом эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда.....	83

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ПОЖЕЛА Ю., ПОЖЕЛА К. Терагерцовые спектры направленного когерентного излучения нагретых полярных полупроводников	85
КОЖАНОВ А.Е. Спинтроника: логика и память на основе наномагнитов	87
КОЖАНОВ А.Е., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ЕРЕМИН И.С., КОЛЕНЦОВА О.С., КАРГИН Н.И., СТРИХАНОВ М.Н. Влияние формы наноразмерных треугольников FeNi на их магнитные свойства	89

ОБРАЗОВАНИЕ В СФЕРЕ СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

РУДАКОВА Т.В. Санкт-Петербургский государственный университет в процессе формирования отечественной электроники.....	91
Именной указатель авторов	95

**КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СТАТИЧЕСКИХ И НЕСТАЦИОНАРНЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР**

В.Ф. Елесин

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе д.31, e-mail: vfelesin@mephi.ru*

В рамках когерентной модели туннелирования, включающей систему уравнений Шредингера и Пуассона с открытыми граничными условиями, решена задача о влиянии межэлектронного взаимодействия на статические и динамические свойства двухбарьерной наноструктуры (резонансно-туннельного диода - РТД). В квазиклассическом приближении получены явные аналитические выражения для постоянного и переменных потенциалов и приведенных токов (активных и реактивных) в широком интервале частот. Они позволяют провести анализ частотных характеристик РТД. Показано, что учет взаимодействия может радикально менять вид этих зависимостей, особенно при наличии гистерезиса ВАХ. В этом случае активный ток и переменные потенциалы могут резко увеличиваться как на низких, так и на высоких частотах. Для этого необходимо выполнение условий квантового режима и выбор соответствующей рабочей точки на ВАХ РТД. Предсказывается возможность возникновения специфических плазменных колебаний, улучшающих высокочастотные характеристики РТД. Показано, что активный ток может достигать величины, сравнимой со значением резонансного постоянного тока РТД.

Найдено аналитическое решение задачи о переходных процессах в двухбарьерной наноструктуре. Получены явные выражения для переходного тока, возникающего под действием мгновенно прилагаемого слабого электрического поля. Возникающий ток за время, равное \hbar/Γ (Γ - ширина резонансного уровня) релаксирует к стационарному значению, совершая осцилляции с частотой $\xi = \varepsilon - \varepsilon_R$, где ε - энергия поступающих из эмиттера электронов, ε_R - энергия резонансного уровня.

В квазиклассическом приближении найден переходной ток для взаимодействующих электронов. Показано, что учет взаимодействия может радикально менять вид переходного тока, особенно при наличии гистерезиса.

зиса ВАХ. Вблизи экстремальных значений ВАХ в области ОДП частота осцилляций стремится к нулю и становится мнимой, компенсируя затухание. Таким образом, переходной ток релаксирует с очень большими временами без осцилляций. Наоборот, при положительной дифференциальной проводимости частота осцилляций становится очень большой, а время релаксации остается прежним $\sim 1/\Gamma$.

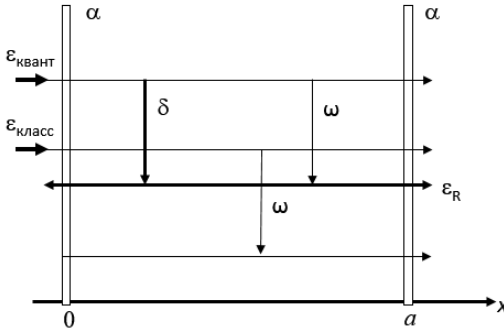


Рис. 1. Схема двухбарьерной наноструктуры

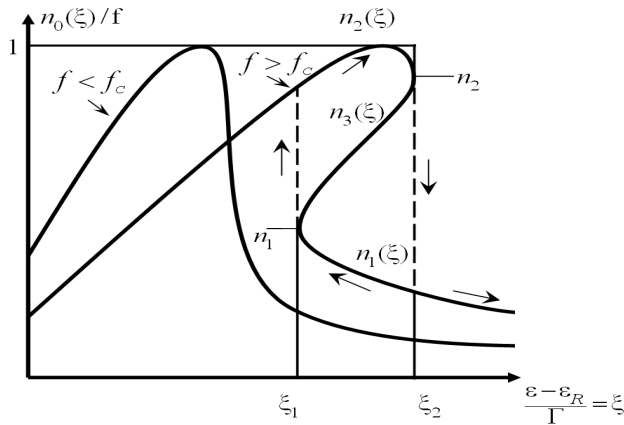


Рис. 2. Нормированная постоянная концентрация электронов РТД в зависимости от энергии электронов эмиттера

Литература

1. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, 144, 1086 (2013).
2. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, 145(6) (2014) (принято в печать).

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОМ ДИОДЕ С УЧЕТОМ МЕЖЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОГЕРЕНТНОЙ МОДЕЛИ (ШРЕДИНГЕР-ПУАССОН)

**К.С. Гришаков, В.Ф. Елесин*

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе д.31, e-mail: gks88@mail.ru*

В настоящее время двухбарьерная наноструктура (так называемый резонансно-туннельный диод – РТД) [1, 2] является одним из наиболее перспективных кандидатов в качестве высокоскоростных переключающих электронных устройств. Экспериментальное измерение характерных времен переходных процессов представляет большие трудности. Поэтому исследование переходных процессов в РТД и нахождение их характерных времен в зависимости от параметров РТД с применением компьютерного моделирования представляет большой интерес.

РТД является квантовым прибором, поэтому при его описании наиболее последовательной моделью является так называемая когерентная модель туннелирования, включающая систему уравнений Шредингера и Пуассона с открытыми граничными условиями.

В данной работе с использованием когерентной модели резонансного туннелирования численно решена задача о переходных процессах в РТД. Найдены зависимости переходного тока, возникающего под действием мгновенно прикладываемого электрического поля. Показано, что учет взаимодействия может радикально менять вид переходного тока, особенно при наличии гистерезиса ВАХ. Вблизи экстремальных точек гистерезисной ВАХ РТД, т.е. точек, в которых происходит «срыв» решения на другую ветвь ВАХ, времена перехода в новое стационарное состояния под действием слабого поля с потенциалом $V_0 \ll \Gamma$ значительно увеличиваются по сравнению с $1/\Gamma$ (рис. 1). Причем на зависимости переходного тока от времени наблюдается «задержка» системы в начальном состоянии (до приложения поля). Этот результат хорошо согласуется с аналитической теорией для переходных процессов в случае слабого поля [3]. Также был получен новый результат при больших значениях потенциала мгновенно прикладываемого поля. Показано, что с ростом величины мгновенно прикладываемого поля времена переходных процессов уменьшаются и стремятся к $1/\Gamma$ (рис. 2).

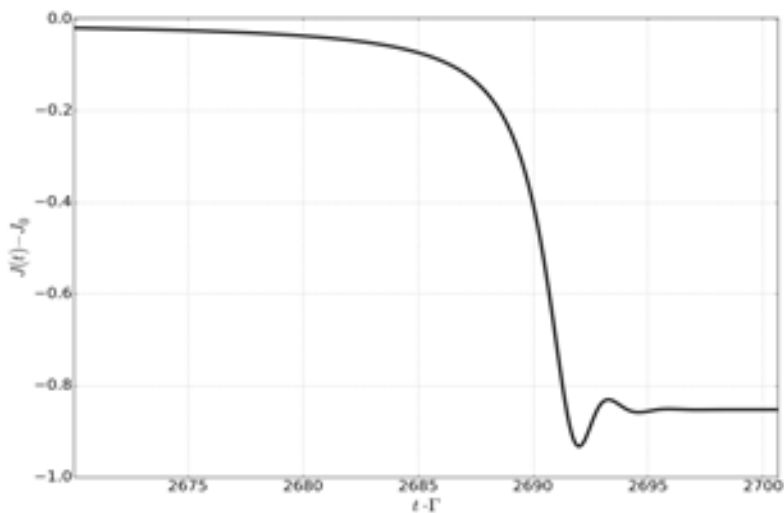


Рис. 1. Зависимость среднего по координате переходного тока от времени

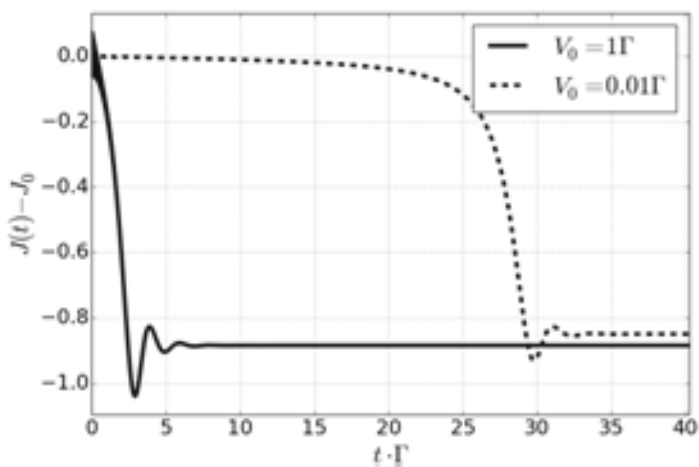


Рис. 2. Зависимость среднего по координате переходного тока от времени при различных значениях V_0

Литература

1. L. Esaki and R. Tsu, Appl. Phys. Lett., **22**, 562 (1973).
2. L.L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, Appl. Phys. Lett., **24**, 593 (1974).
3. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, 145, 6 (2014) (принято в печать).

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЛИНИЙ ФОТОЛОМИНЕСЦЕНЦИИ В AlGaAs/InGaAs P-HEMT ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ

** Д.В. Гуляев, К.С. Журавлев, А.К. Бакаров, А.И. Торопов*

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева 13, e-mail: gulyaev@isp.nsc.ru*

Недавно было установлено, что легирование барьеров AlGaAs донорами и акцепторами приводит к резкому улучшению характеристик AlGaAs/InGaAs P-HEMT гетероструктур [1]. Однако применение в таких структурах слоев, легированных примесью, влечет за собой необходимость оптимизации условий роста как для слоев AlGaAs, так и для структуры в целом. Анализ фотолюминесценции (ФЛ), во многом определяющей такими параметрами структуры, как шероховатость гетерограниц слоев, количество дефектов и примесей и т.д. является достаточно известным и развитым методом, используемым для характеристики качества структуры [2]. Поэтому в данной работе была изучена модификация спектров фотолюминесценции P-HEMT структур, вызванная донорно-акцепторным легированием AlGaAs барьеров.

На рисунке 1 представлен низкотемпературный спектр фотолюминесценции AlGaAs/InGaAs P-HEMT гетероструктуры, содержащей слой AlGaAs, легированный кремнием и бериллием. Для сравнения на этом же рисунке приведен спектр фотолюминесценции P-HEMT структуры, не содержащей легированных бериллием барьеров. Как можно увидеть из этого рисунка легирование AlGaAs слоев и кремнием и бериллием приводит к появлению в спектрах ФЛ P-HEMT структур дополнительных полос "А" и "В", помимо типичных для структур ФЛ полос (комплексы линий, обозначенные на рисунке CP, GaAs и InGaAs). Полоса CP соответствует переходам в сверхрешетке, служащей буфером между подложкой и гетероструктурой. Комплекс линий GaAs соответствует переходам в слоях GaAs, а комплекс линий InGaAs - оптическим переходам из первой и второй электронных подзон в первую подзону тяжелых дырок в InGaAs канале.

Широкую полосу "А" с энергией 1,6-1,7 эВ по своему энергетическому положению можно связать только с оптическими переходами в слоях $Al_{0,25}Ga_{0,75}As$. Данная высокоэнергетическая линия демонстрирует признаки характерные для донорно-акцепторной рекомбинации [3]: она смещается в низкоэнергетическую сторону с уменьшением интенсивности лазерного возбуждения, с увеличением температуры. Поэтому мы иден-

тифицируем данную линию с переходами в слоях AlGaAs между донорами, в качестве которых выступают атомы кремния и акцепторами, в качестве которых выступают атомы бериллия.

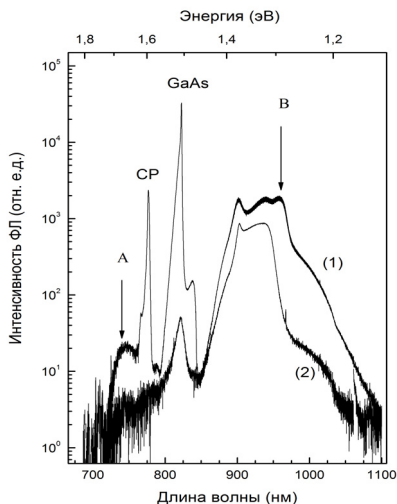


Рис. 1. Спектры ФЛ P-HEMT структур с (1) и без (2) легированных Be слоев AlGaAs. $T=77$ К. Возбуждение ФЛ осуществлялось YAG лазером ($\lambda=527$ нм, $P=120$ мВт). Регистрация ФЛ проводилась кремниевой CCD

Длинноволновая полоса ФЛ “B” на 27 мэВ отстоит от линии ФЛ соответствующей переходу между первыми уровнями размерного квантования электронов и дырок в InGaAs канале. Поскольку энергия ионизации Be в слоях InGaAs составляет около 27 мэВ [4], то мы можем идентифицировать данную линию “B” с переходом подзона-акцептор в канале InGaAs. Появление оптического перехода с участием атомов Be в намеренно нелегированном канале InGaAs свидетельствует о сегрегации примесных атомов во время эпитаксиального роста структуры, что указывает на необходимость оптимизации условий роста AlGaAs/InGaAs P-HEMT гетероструктур с донорно-акцепторным легированием.

Литература

1. В.М. Лукашин и др., ФТП **48**, 684 (2014).
2. Р.А. Хабибуллин и др., ФТП **45**, 666 (2011).
3. P.J. Dean. Progress in Solid State Chemistry **8** (1973).
4. Properties of Lattice-matched and strained InGaAs. DATAREVIEWS SERIES **8** / edited by Pallab Bhattacharya // London: INSPEC, 317 (1993).

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ РОСТА InAs-ВСТАВКИ В КВАНТОВУЮ ЯМУ InAlAs/InGaAs/InAlAs НА ФОТОЛОМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА HEMT-СТРУКТУР

*Г.Б. Галиев, Д.В. Лаврухин, *С.С. Пушкарёв, Е.А. Климов, А.Н. Ключков*

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

Наногетероструктуры InAlAs/InGaAs на подложках InP в настоящее время позволяют получить наивысшие частотные характеристики изготовленных на их основе сверхвысокочастотных транзисторов (high electron mobility transistor, HEMT). Это связано с тем, что на подложках InP можно вырастить квантовую яму (КЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с большим содержанием мольной доли In, чем на подложках GaAs. Увеличение мольной доли индия x в КЯ вызывает уменьшение эффективной массы электронов и соответствующее увеличение подвижности и дрейфовой скорости насыщения электронов. Однако увеличение x в КЯ накладывает ряд ограничений на конструкцию HEMT-наногетероструктуры. В частности, это приводит к уменьшению критической толщины КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ из-за увеличения упругих напряжений. А это, в свою очередь, увеличивает рассеяние электронов на гетерограницах и понижает их концентрацию. Указанную проблему можно решить с помощью узких псевдоморфных вставок InAs в КЯ.

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из твердотельных источников In, Ga, Al, As на легированных Fe полуизолирующих подложках InP с ориентацией $(1\ 0\ 0) \pm 0.1^\circ$. Образцы представляли собой односторонне δ -Si легированные HEMT-структуры, включающие в себя КЯ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ одинаковой для всех образцов толщины 16 нм, ограниченную барьерами $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. В центре КЯ был выращен слой InAs, толщина которого L_{InAs} менялась. Толщины КЯ, InAs-вставок и температуры роста КЯ в целом указаны в табл. 1.

Таблица 1

Особенности конструкции исследуемых образцов и их электрофизические характеристики (подвижность μ_e и концентрация n_S электронов)

№	$L_{\text{КЯ}}, \text{ \AA}$	$L_{\text{InAs}}, \text{ \AA}$	$T_g, ^\circ\text{C}$	$\mu_e, \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$		$n_S, \text{ cm}^{-2}$	
				300 К	77 К	300 К	77 К
496	160	30	470	4970	6770	3.55	3.51
497		21	470	7800	14080	3.80	3.81
500		21	500	8430	17400	3.69	3.72
501		17	500	7770	14400	3.68	3.71

Спектр ФЛ исследуемых образцов состоит из нескольких компонентов, отвечающих возбуждению разных областей наногетероструктуры (рис. 1).

Спектры ФЛ от КЯ имеют несимметричную форму, что обычно наблюдается в случае заполнения двух подзон размерного квантования (рис. 2). В спектрах ФЛ от КЯ образцов № 497 и № 501 не удалось выделить две составляющие, вероятно, из-за недостаточно низкой температуры наблюдения. Как видно из рис. 2, с увеличением толщины вставки InAs наблюдается сдвиг пика ФЛ от КЯ в сторону меньших энергий от ~ 0.70 до 0.65 эВ. Очевидно, что наблюдаемый сдвиг связан с увеличением средней мольной доли In в КЯ.

Идеальная гетерограница между подложкой InP и слоем InAlAs представляет собой пример интерфейса 2-го рода, так как разрывы зоны проводимости и валентной зоны имеют одинаковый знак. Это приводит к тому, что вблизи интерфейса возникает локальное электрическое поле, связывающее неравновесные электроны на одной стороне интерфейса (в InP), а неравновесные дырки – на другой стороне (в InAlAs). Встречная диффузия носителей заряда с последующей излучательной рекомбинацией приводит к возникновению пика ФЛ в области 1.1–1.3 эВ. Спектры ФЛ весьма чувствительны к качеству реального интерфейса и концентрации носителей заряда.

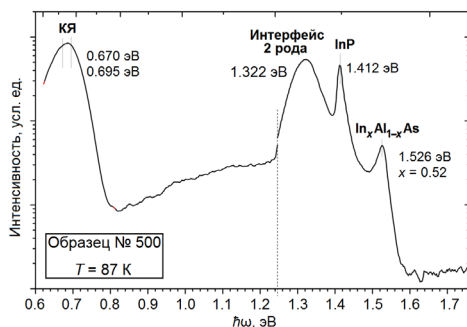


Рис. 1. Спектр ФЛ образца № 500

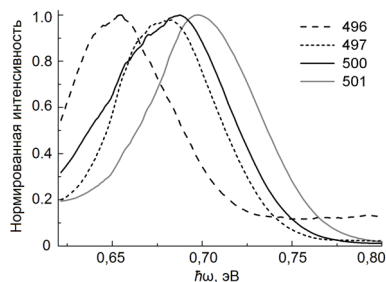


Рис. 2. Спектр ФЛ КЯ

Как видно из табл. 1, подвижность электронов μ_e уменьшается как в случае слишком толстой, так и в случае слишком тонкой напряжённой вставки InAs. Кроме того, μ_e увеличивается при оптимизации температурного режима роста КЯ, что свидетельствует об улучшении качества кристаллической структуры КЯ. При $T = 77$ K наблюдается корреляция между подвижностью электронов в КЯ и интенсивностью линии ФЛ от КЯ: с увеличением μ_e растёт интенсивность пика ФЛ КЯ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ InGaAs/InAlAs НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР С МНОГОСЛОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ

А.Н. Клочков¹

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

При разработке и оптимизации конструкции наногетероструктур (ГС), а также при исследовании электронных свойств ГС, особое место занимают методы моделирования зонной структуры. Такое моделирование во многих случаях не только упрощает интерпретацию экспериментальных данных, но и позволяет эффективно спланировать эксперимент, провести выбор или оптимизацию конструкции и состава наногетероструктур, описать наблюдаемые или предсказать новые физические свойства полупроводниковых ГС.

В данной работе представлена модель расчета зонной структуры модулировано-легированных ГС на основе соединений InGaAs/InAlAs с высоким содержанием индия ($x > 50\%$) в активной области. Обсуждаются электронные и зонные параметры твердых растворов (In,Ga,Al)As, способ учета упругих напряжений, необходимость учета непараболичности закона дисперсии электронов в твердых растворах InGaAs. Непараболический закон дисперсии:

$$k^2(E) \sim E(1+aE) \quad (1)$$

где a – коэффициент непараболичности. При квантовомеханических расчетах зонной структуры ГС, содержащих узкозонные полупроводники, например, твердые растворы InGaAs с высоким содержанием In ($x > 50\%$), без учета непараболичности закона дисперсии получается существенная ошибка энергии Ферми (переоценка до 100 мэВ). На данный момент нет опубликованных данных о решении уравнения Шредингера с учетом непараболического закона дисперсии. Однако непараболичность можно учесть при расчете двумерной плотности носителей заряда в квантовой яме, но используя энергии электронных состояний, полученные решением уравнения Шредингера с параболическим законом дисперсии.

Модель является однозонной и основана на решении самосогласованной системы уравнений Шредингера-Пуассона для электронов, а также на решении уравнения Шредингера для дырок. Основные наблюдаемые параметры ГС, получаемые при расчете - концентрация носителей заряда и энергии оптических переходов при межзонной рекомбинации электронов и дырок. Показано, что зонное моделирование позволяет оценивать состав твердых растворов в квантовой яме ГС по данным холловских и фотолю-

минесцентных исследований с точностью до нескольких атомных процентов при помощи построения расчетных калибровочных кривых зависимости зонной структуры ГС от состава и легирования.

Проводится прямое сравнение результатов модели с расчетами kp -методом. Показано, что однозонная модель позволяет с приемлемой точностью рассчитывать энергии и волновые функции двух нижних электронных или дырочных состояний в квантовой яме ГС, а также оценивать изменение параметров зонной структуры ГС в зависимости от геометрии и состава эпитаксиальных слоев.

Слой	Толщина, нм
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	7
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	22
$\delta\text{-Si}$ ($3 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$)	-
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	7
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	17
InAs	
$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	200
$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	

Рис. 1. Схема ГС с вставками InAs

Концентрация электронов в КЯ изменяется незначительно, но доля электронов, заполняющих первую подзону размерного квантования, увеличивается. Результат на рис. 3 демонстрирует сильную зависимость энергии межзонной рекомбинации от ширины вставки, которая может быть использована для оценки толщины вставки в КЯ по спектрам фотолюминесценции.

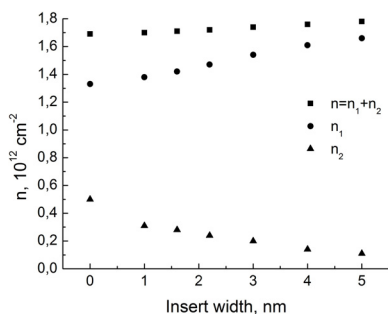


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов в подзонах размерного квантования от ширины InAs

На рис. 1 представлена схема ГС модулированно-легированной ГС с нановставками InAs в квантовую яму $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, для которой проведен расчет зонной структуры. На рис. 2 и 3 представлены рассчитанные для данной ГС зависимости концентрации электронов в подзонах размерного квантования и энергий межзонных оптических переходов e1-hh1 и e2-hh1 в зависимости от ширины вставки InAs. С увеличением ширины вставки концентрация электронов в КЯ изменяется незначительно, но доля электронов, заполняющих первую подзону размерного квантования, увеличивается.

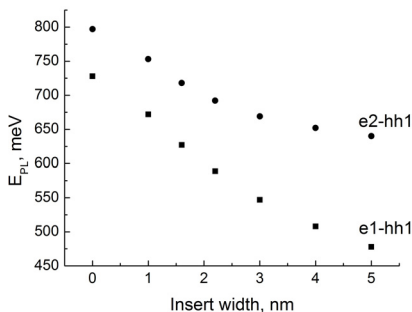


Рис. 3. Зависимость энергий межзонных оптических переходов в КЯ от толщины вставки

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ДВУСТОРОННЕ-ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР
С ПЕРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ СОСТАВА КВАНТОВОЙ ЯМЫ
 $\text{AlGaAs}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$**

И.С. Васильевский¹, А.Н. Виниченко^{1}, В.П. Гладков¹, М.М. Грехов¹,
Н.И. Каргин¹, Д.В. Лаврухин², М.Н. Стриханов¹*

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
115409, Москва, Каширское шоссе, 31, e-mail: vanaxel@gmail.com

²Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН,
117105, Москва, Нагорный проезд, 7, стр.5

В гетероструктурах с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) при большой концентрации электронов в квантовой яме (КЯ) возникает сильное встроенное поле и асимметрия профиля потенциала КЯ. Это отрицательно сказывается на подвижности двумерных электронов, так как, во-первых, эффективные глубина и ширина КЯ снижаются, вследствие чего энергетический зазор между подзонами уменьшается, во-вторых, центроид двумерных электронов располагается ближе к ионизированным донорам.

В данной работе для управления потенциальным профилем КЯ использованы варизонные слои $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с неоднородным профилем состава $u(z)$. Реализована технология варизонных слоев, структурные свойства образцов аттестованы методом рентгеновской дифрактометрии. На выращенных Р-НЕМТ гетероструктурах $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ с шириной КЯ 11 нм и средним составом $y=0,2$ исследовано влияние неоднородного состава в КЯ (перепад до 1,5%/нм), электронные транспортные и оптические свойства.

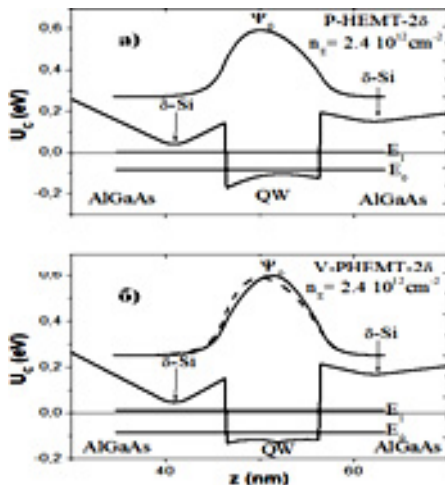


Рис. 1. Зонный профиль и волновая функция основного состояния для однородной КЯ (а) и варизонной КЯ (б) с компенсацией изгиба лна

Таблица 1
Электрофизические параметры гетероструктур с односторонним и двусторонним легированием

Образец	T=300°K		T=77°K	
	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{Вс}$	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{Вс}$
18 183 опорный	1.53	6840	1.57	22890
18 184 вариз.	1.48 -3%	7060 +3%	1.54 -2%	26160 +14%
28 74 опорный	1,76	5360	1,80	11600
28 75 вариз.	1,91 +9%	5940 +11%	2,00 +11%	14510 +25%
28 89 вариз.	1,95 +11%	5540 +3%	2,00 +11%	11900 +3%
28 90 вариз.	1,70 -3%	4920 -8%	1,77 -2%	9930 -14%

(~10%) электронов (табл. 1). Эффект связан как с изменением зонного профиля дна квантовой ямы и ее эффективной глубины, так и с уменьшением рассеяния электронов за счет более симметричной формы электронной волновой функции в квантовой яме.

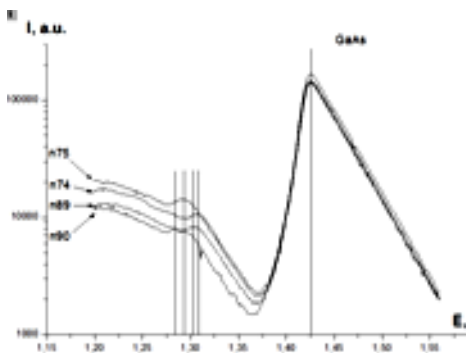


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции для двусторонне-легированных гетероструктур при T=77K

Самосогласованные расчеты зонной структуры (рис. 1) показали, что в двусторонне-легированных 2δ-Р-НЕМТ с концентрацией электронов $\sim 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ изгиб дна КЯ можно компенсировать за счет перепада состава $y(z)$ от $y=0,15$ до $0,25$. В образце с таким профилем КЯ наблюдалось увеличение как подвижности (~10% при T=300K и ~25% при T=77K),

так и концентрации (~10%) электронов (табл. 1). Эффект связан как с изменением зонного профиля дна квантовой ямы и ее эффективной глубины, так и с уменьшением рассеяния электронов за счет более симметричной формы электронной волновой функции в квантовой яме.

При недостаточном перепаде $y(z)$ увеличение подвижности менее заметно. Большой градиент $y(z)$ при $y \sim 0,28$ ведет к развитию дефектов в КЯ, что проявилось в снижении температурной зависимости подвижности электронов. Исследование спектроскопии фотолуминесценции образцов показало смещение положений переходов (рис.2), связанное с изменением уровней размерного квантования за счет увеличения эффективной глубины КЯ.

**РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СВЧ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЕ
НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЙ**

Д.В. Громов^{1,2}, В.В. Елесин^{1,2}, Г.В. Чуков^{1,2}

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

*²ОАО «Экспериментальное научно-производственное объединение
«Специализированные электронные системы», г. Москва*

Одним из перспективных направлений разработки БИС с использованием модулей СВЧ диапазона являются приборы на основе полупроводникового соединения кремний-германий (SiGe) [1]. В сочетании с традиционной кремниевой КМОП цифровой технологией (БиКМОП) усилия разработчиков направлены на создание устройств «система-на-кристалле» в которой аналоговые элементы выполнены на основе SiGe гетероструктурных биполярных транзисторов (ГБТ), а цифровая часть – стандартный КМОП процесс. Результаты зарубежных исследований далеко не полно освещены в литературе, особенно в части воздействия импульсного ионизирующего излучения (ИИ) и вопросов стойкости СВЧ ИС со свойственными им параметрами-критериями.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования стационарных и переходных радиационных эффектов для двух типов ГБТ: стандартного (ГБТ S) и высоковольтного (ГБТ Н), являющихся основными активными элементами для построения СВЧ ИС. Поперечное сечение SiGe ГБТ, изготовленного по технологии SGB25VD фирмой INP, показано на рис. 1. Основные параметры ГБТ с площадью эмиттера $0,42 \times 0,84 \text{ мкм}^2$ и статическим коэффициентом передачи тока базы $\beta = 190$: максимальная частота генерации - ГГц-90 (ГБТ S), 70 (ГБТ Н); напряжение пробоя $U_{кЭ0}$, В – 4 В (ГБТ S), 7 В (ГБТ Н).

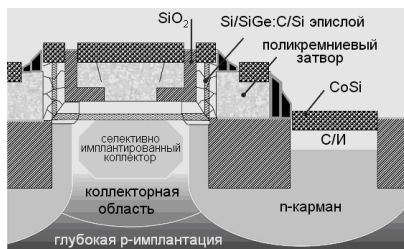


Рис. 1. Поперечное сечение SiGe гетероструктурного биполярного транзистора

Испытания на импульсное воздействие ИИ проводились на моделирующей установке «АРСА» и лазерном имитаторе «РАДОН-5». Испытания на дозовое воздействие ИИ проводились на ускорителе электронов «У-31/33» в режиме тормозного гамма-излучения (моделирующая установка «У-31/33») и рентгеновском имитаторе «РЕИМ-М».

Экспериментальные зависимости амплитудного значения импульсной реакции тока коллектора при $U_{КБ} = 2$ В от мощности дозы представлены на рис. 2,а. Согласно представленным результатам, при уровнях импульсного воздействия превышающих $3 \cdot 10^9$ рад/с зависимость является линейной, что соответствует известным результатам для классического кремниевый биполярного транзистора [2]. Для обеспечения максимального уровня импульсного воздействия ИИ равного $6,5 \cdot 10^{12}$ рад/с в работе использовались лазерные имитационные методы с калибровкой на моделирующей установке. В исследованном диапазоне мощностей доз катастрофических отказов и тиристорного эффекта в SiGe ГБТ не обнаружено.

Экспериментальные зависимости изменения тока базы I_B и относительного изменения статического коэффициента передачи β/β_0 от значения поглощенной дозы представлены на рис. 2,б для обоих типов ГБТ.

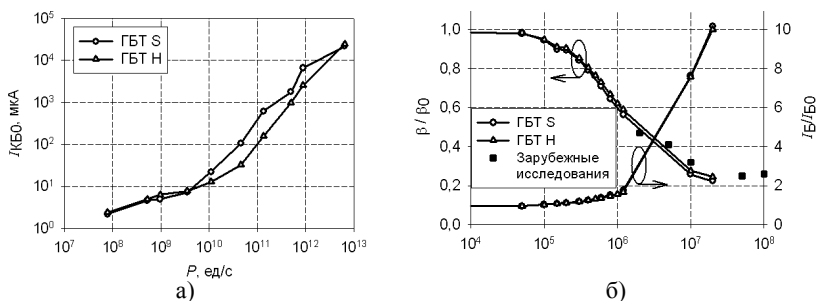


Рис. 2. Изменение характеристик ГБТ при воздействии ионизирующих излучений: а – зависимости изменения тока базы от мощности дозы; б – зависимости изменения β/β_0 от поглощенной дозы ИИ

Согласно полученным результатам, наиболее критичным статическим параметром ГБТ при дозовом воздействии является ток базы, существенное увеличение которого обусловлено накоплением радиационно-индуцированного заряда в окисле возле перехода база-эмиттер, что приводит к увеличению темпа рекомбинации носителей в базе.

Литература

1. Cressler J.D. The Silicon Heterostructure Handbook: Materials, Fabrication, Devices, Circuits, and Applications of SiGe and Si Strained-Layer Epitaxy // CRC Press. – 2005. – P.1210-1221.
2. Никифоров А.Ю., Скоробогатов П.К. Физические основы лазерного имитационного моделирования объемных ионизационных эффектов в ИС и ПП: Линейная модель//Микроэлектроника. 2004. Т.33. № 2. С. 91-107.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫМИ СТРУКТУРАМИ В РЕЗОНАТОРНЫХ СИСТЕМАХ РАЗЛИЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

И.П. Казаков, В.В. Капаев, А.Л. Карузский, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин,
А.В. Пересторонин, С.А. Савинов, С.С. Шмельёв*

*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991, Москва, Ленинский пр. 53, тел. +7(499)1326493,
e-mail: karuz@sci.lebedev.ru*

Разработка физических принципов усиления, генерации и преобразования электромагнитных волн суб-ТГц и ТГц диапазона является одной из проблем, определяющей возможности продвижения современной твердотельной электроники в сторону сверхвысоких частот и быстродействия. Новые перспективы связаны с развитием нанотехнологий и использованием квантовых эффектов, типа резонансного туннелирования, характеризующегося чрезвычайно малыми временами переходных электронных процессов (менее 1 пс), сопоставимыми с быстродействием сверхпроводящих приборов [1]. Принципиально новые возможности открывает построенная квантовая теория резонансного туннелирования во внешнем электромагнитном поле в РТД [2], предсказывающая «квантовый» режим усиления, который обещает резкое повышение коэффициента усиления и эффективности РТД, причем именно в области суб-ТГц и ТГц частот. В данной работе приведены результаты теоретических расчетов высокочастотного отклика и изменений ВАХ в РТД под воздействием СВЧ поля в зависимости от параметров структур (одна, две квантовые ямы) и внешнего высокочастотного излучения. Данные получены на основе численного решения нестационарного уравнения Шредингера с открытыми граничными условиями [2].

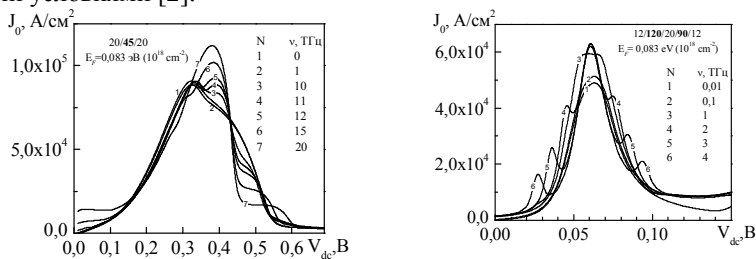


Рис. 1. Рассчитанные ВАХ для ДБРТД (слева) и ТБРТД (справа) в СВЧ поле с амплитудой $V_{ac} = 0,1$ В (слева) и $0,01$ В (справа) при различных частотах

На рис. 1 приведены результаты расчетов ВАХ для одноямной (ДБРТД слева) и двухъямной (ТБРТД справа) структур в присутствии внешнего СВЧ поля фиксированной амплитуды и различной частоты. Различие диапазонов частот определяется разной квантовой шириной резонансного уровня в ДБРТД ($\Gamma \approx 6$ мэВ) и ТБРТД ($\Gamma \approx 1$ мэВ). В случае

ДБРТД (рис. 1) при малых частотах $0 \div 1$ ТГц заметных изменений ВАХ не наблюдается, а сами изменения ВАХ описываются влиянием второй производной тока по напряжению. Увеличение частоты выше 1 ТГц приводит к увеличению тока в пике и смещению положения пика в сторону больших напряжений. Это обусловлено эффективным протеканием тока (в сопровождении СВЧ фотонов) при энергии падающего электрона $\varepsilon = E_r + \hbar\omega$, что препятствует уменьшению тока при уходе уровня в яме E_r под уровень Ферми эмиттера. Особенностью является пересечение кривых для разных частот в одной точке при напряжении $V_{dc} \approx 0,43$ В (ноль второй производной), что объясняется симметрией процессов поглощения и излучения СВЧ фотонов в ДБРТД. В случае ТБРТД (рис. 1) в присутствии внешнего СВЧ поля наряду с центральным максимумом тока ВАХ появляются два дополнительных при напряжениях ниже и выше центрального пика, которые раздвигаются с увеличением частоты. Их возникновение обусловлено резонансным возрастанием электронной прозрачности под воздействием переменного поля при напряжениях на РТД, соответствующих разности квантовых уровней в соседних ямах, резонансно совпадающей с энергией фотонов СВЧ поля.

Далее обсуждаются результаты экспериментальных исследований, выполненных на ДБРТД и ТБРТД, изготовленных на основе GaAs/AlAs. С учётом резонансного возрастания электронной прозрачности под воздействием СВЧ поля (рис. 1) изучены и проанализированы изменения токовых характеристик РТД в зависимости от электрофизических параметров диэлектрических (рис. 2), микрополосковых резонаторов, в том числе высокодобротных микрополосковых резонаторов, изготовленных с применением сверхпроводящих материалов [3], как во внешнем, так и в самовозбуждающемся СВЧ поле.

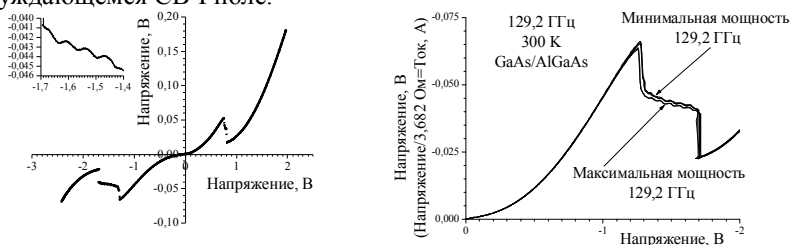


Рис. 2. ВАХ ДБРТД при отсутствии (слева) и при воздействии излучения с частотой $f_{\text{СВЧ}} = 129,2$ ГГц различной СВЧ мощности (справа). На врезке - ОДП ВАХ подробно

Литература

1. T.C.L.G. Sollner et al, The Lincoln Laboratory Journal, V.1, №1, p.89–106 (1988).
2. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, т.116(2), с.704 (1999), т.121(4), с.925 (2002), т.127(1), с.131 (2005).
3. A.L. Karuzskii, V.V. Караев, V.N. Murzin et al, Proc. of SPIE, Vol.8700, 87000P (2012).

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ СВЧ-ИМПУЛЬСОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МШУ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

С.В. Платонов*, Б.И. Селезнев

*Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
173003, г. Великий Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская, д. 41
e-mail: ser.phoenix@gmail.com*

Работа посвящена исследованию воздействия мощных СВЧ-импульсов на входные каскады малошумящих усилителей (МШУ) на рНЕМТ структурах.

При воздействии на МШУ мощных СВЧ-импульсов наиболее уязвимыми к воздействию оказываются входные транзисторы усилительных каскадов. При критическом уровне воздействия СВЧ-импульсов происходит деградация параметров усилителей с дальнейшим разрушением структуры транзисторов входных каскадов.

В качестве исследуемых образцов выступали малошумящие усилители М421301, серийно выпускаемые ЗАО «НПП «Планета-Аргалл» [1]. Анализ воздействия СВЧ-импульсов на характеристики МШУ проводился на испытательном стенде, работающем на частоте 6 ГГц, позволяющем подводить СВЧ-импульсы с постепенным нарастанием мощности. В процессе испытаний осуществлялся контроль выходной мощности усилителя, ток потребления, коэффициент усиления и КСВН по входу. Типовые характеристики испытанных усилителей представлены на рис. 1.

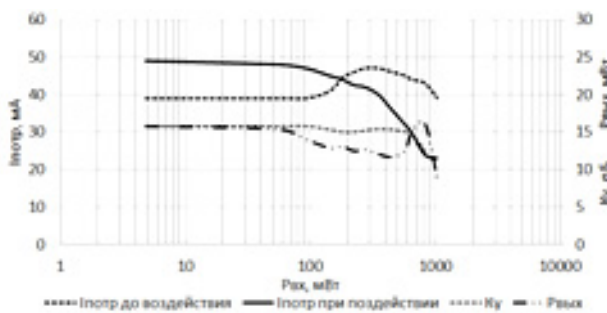


Рис. 1. Типовые характеристики МШУ при воздействии СВЧ-импульсов

Из рис. 1 видно, что характер изменений зависимостей токов потребления от воздействующей мощности до и во время воздействия СВЧ-

импульсов может служить фактором, описывающим процессы, протекающие в транзисторной структуре.

На начальном участке до 100 мВт входной мощности явных изменений в работе транзисторов не обнаружено. До 300 мВт существует область обратимых изменений параметров транзисторов. Далее до 800 мВт - область необратимых изменений параметров транзисторов. Свыше 800 мВт - область разрушения структуры транзистора.

На рис. 2 представлен фрагмент начального участка активной области транзисторной структуры, полученный на 4 участке характеристик транзисторов (свыше 800 мВт), методом атомно-силовой микроскопии.

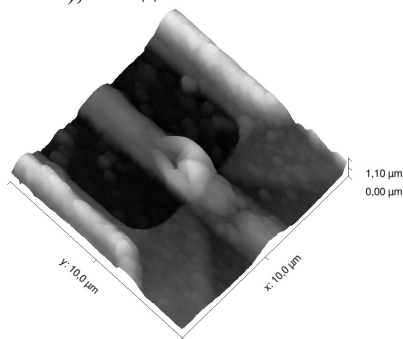


Рис.2. Начальный участок активной области транзисторной структуры

Приведенный рисунок содержит область, предшествующую разрыву металлизации затвора.

Анализ начального участка активной области транзисторной структуры методом атомно-силовой микроскопии до и после воздействия мощных СВЧ-импульсов показывает значительное изменение шероховатости поверхности активной области транзисторной структуры между затвором и стоком: на 48% для среднеарифметического показателя шероховатости и 28% для среднеквадратичного показателя шероховатости. Для активной области между затвором и истоком изменение шероховатости составляет 2% и 3,5%, соответственно.

Таким образом, пробой активной области транзисторной структуры связан с появлением неоднородностей поверхности между затвором и стоком.

Литература

1. Осипов А.М., Платонов С.В., Селезнев Б.И. Защита СВЧ Малошумящего усилителя от статического электричества и входной СВЧ мощности//Системы и средства связи, телевидения и радиовещания. Вып. 1, 2, 2012. С.153-156.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПАССИВИРУЮЩИХ СЛОЕВ НА ЕМКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/GaN

**К.Л. Енишерлова, В.В. Горячев, Т.Ф. Русак, С.А. Капилин*

ОАО «НПП «Пульсар»,

105187, г. Москва, Окружной проезд, дом 27, e-mail: Enisherlova@pulsarnpp.ru

Проводилось исследование влияния верхних слоев $i\text{-GaN}$ и Si_3N_4 на емкостные параметры гетероструктур AlGaN/GaN с барьерным слоем AlGaN, легированным Si, толщиной 25-30 нм. Эпитаксиальные слои выращивались методом MOCVD на сапфировых пластинах (0001) и пластинах кремния (111). Измерения C-V-характеристик проводились в диапазоне частот от 200 Гц до 1 МГц. Для оценки влияния слоя Si_3N_4 на емкостные характеристики проводилось последовательное химическое травление слоя Si_3N_4 с удалением на каждом этапе слоя толщиной 2,5-3 нм и снятием после каждого удаления ВЧ C-V-характеристик. Для исследования поверхностей структур, а также особенностей границы $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-AlGaN}$ проводились исследования с использованием спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния (POP).

Показано, что практически для всех структур с верхним слоем $i\text{-AlGaN}$ при ВЧ-измерениях (1 МГц) наблюдается более пологий подъем емкостной кривой – так называемая дисперсия емкости, которая в HEMT^{ns}-и HEMT^{rs}-транзисторах может быть причиной снижения выходных токов из-за gate-lag effect. Использование структур с верхним слоем (cap) $i\text{-GaN}$ толщиной (2-2,5) нм позволяет резко уменьшить дисперсию емкости при частотных измерениях. Высказано предположение, что уменьшение величины дисперсии при наличии верхнего слоя $i\text{-GaN}$ связано с частичной компенсацией пьезоэлектрического поляризованного поля. Однако у ряда гетероструктур со слоем $i\text{-GaN}$ большей толщины (50 Å) при измерении на низких частотах ($f \leq 500\text{-}100$ кГц) на C-V-кривых при напряжениях смещения $U = -7 \div -3$ В фиксировалось появление характерного пика, при этом при $U = 0$ В на низких и на высоких частотах величины C_s max совпадали. Высказано предположение, что при таких толщинах слоя $i\text{-GaN}$ может формироваться 2-й канал двумерного газа (2DEG) в верхней части барьерного слоя AlGaN (представлена зонная диаграмма). Показано также, что при высокой плотности дислокаций может меняться диапазон частот, при которых появляется характерный пик на C-V-кривых. Методом POP показано, что для структур со слоем $i\text{-GaN}$ характерна поверхность с более упорядоченной структурой верхних слоев и поверхностные слои менее обогащены кислородом.

Анализ C-V-кривых, полученных для исходных гетероструктур со слоем Si_3N_4 , и после послойного удаления этого слоя, показал, что все C-V-кривые сдвинуты в сторону отрицательных значений, что свидетельствует о наличии в слое Si_3N_4 или на границе раздела Si_3N_4 -AlGaN положительного заряда (рис 1а). По мере удаления слоя наблюдается рост величины C_{max} структуры; однако измерение концентрации носителей заряда по глубине в барьерном и канальном слоях показывает, что характер распределения и плотность заряда в двумерном газе при удалении слоя Si_3N_4 практически не меняется, меняется место расположения канала 2DEG относительно поверхности структуры (рис.1б). Исследование методом POP показало, что выращенный непосредственно в процессе эпитаксиального роста (in-situ) AlGaIn/GaN слой нитрида – псевдомонотокристалл; после химического удаления этого слоя получается строго упорядоченная поверхность AlGaIn с минимальной плотностью смещенных атомов, как основных элементов, так и кислорода. Такое состояние поверхности барьерного слоя на границе Si_3N_4 -AlGaIn должно обеспечивать уменьшение плотности медленных ловушечных поверхностных состояний, которые могут являться, находясь между затвором и истоком прибора, причиной коллапса тока истока. Показано, что большой положительный заряд на границе Si_3N_4 -AlGaIn приводит к еще более высокой слоевой концентрации носителей заряда в канале.

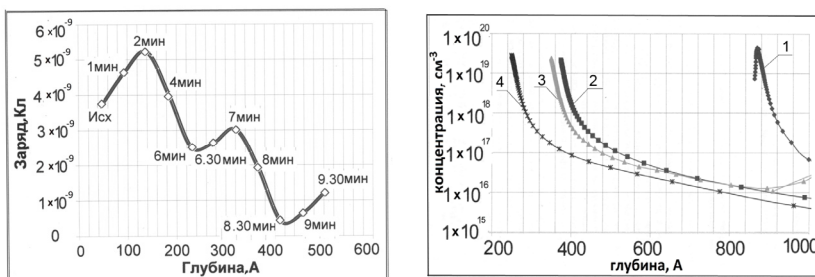


Рис. 1. а) Изменение величины заряда в слое Si_3N_4 по мере его последовательного удаления; б) профиль концентрации носителей заряда по глубине; кривая 1 - при наличии всего слоя Si_3N_4 , кривые - после травления слоя Si_3N_4 в течение: 2 – 7 мин; 3 - 7,5 мин; 4 - 8 мин

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЕМОВ НА МОРФОЛОГИЮ И СОПРОТИВЛЕНИЕ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К ГЕТЕРОСТРУКТУРАМ НА ОСНОВЕ GaN

**А.Ю. Павлов, В.Ю. Павлов, Ю.В. Федоров*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 5, e-mail: alexupr@bk.ru*

Использование гетероструктур на основе GaN для создания электронной компонентной базы для силовой и СВЧ-электроники ставит задачи по оптимизации каждого этапа изготовления полупроводниковых приборов. На этапе формирования невыпрямляющего контакта к гетероструктуре на основе GaN необходимо получить контакты с малой шероховатостью, ровными краями и низким удельным сопротивлением.

В большинстве работ по приборам на нитриде галлия, этап формирования омических контактов состоит из формирования многослойной системы металлизации и последующей высокотемпературной обработки в среде нейтрального газа. Наибольшее распространение получила металлизация Ti-Al-Ni-Au. При этом отношение слоев Ti-Al и их толщина определяют в основном сопротивление омического контакта, Ni, либо его заменяющий металл, является барьерным слоем, предотвращающий образование соединений золота с алюминием.

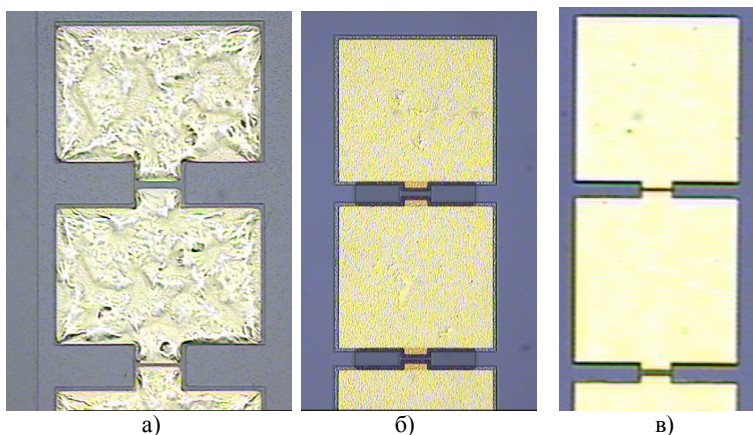


Рис. 1. Фотографии морфологии омических контактов к гетероструктуре AlGaIn/GaN. а, б – жвигаемые со слоями Ti-Al-Ni-Au, в – невжигаемые Ti-Au

Использование больших температур обработки для многослойной системы металлизации (выше 800 °С) приводит к изменению рельефа поверхности металлизации, что затрудняет дальнейшее формирование затворной металлизации за счет сложной формы меток затворного экспонирования после вжигания. Изменение формы меток и наличие неровных краев у омических контактов в конечном итоге сказываются на параметрах полевого транзистора. Как показывает практика, снижение температуры для уменьшения рельефа металлизации омического контакта приводит к росту сопротивления контакта.

В работе проводилось исследование омических контактов к гетероструктурам на основе GaN с системой металлизации Ti-Al-Ni-Au в зависимости от толщины слоев и режимов термической обработки, сравнение полученной морфологии контактной металлизации после высокотемпературного отжига. На рисунке 1 (а, б) представлены фотографии после формирования омических контактов традиционным способом. Было установлено, что отношение слоев Ni-Au и их толщины существенно влияют на морфологию. Получены вжигаемые омические контакты (рис. 1 б) с сопротивлением порядка 0.4 Ом·мм и шероховатостью порядка 30 нм. Помимо традиционного метода получения омического контакта рассмотрен метод получения линейных ВАХ контакта металл-полупроводник без высокотемпературной обработки, морфология которого показана на рис. 1 (в). Данные контакты не требуют дополнительной температурной обработки, и шероховатость определяется только шероховатостью поверхности структуры и качеством формирования металлизации. Сопротивление невжигаемых контактов получено на уровне 0.2 Ом·мм.

В зарубежной литературе за последние годы в работах по получению низкоомных омических контактов направление взято на улучшение качества контакта, связанное с проведением дополнительных технологических операций, предшествующие нанесению многослойной металлизации. Так в работе авторов калифорнийского университета из Санта Барбары проводится предварительное вытравливание полупроводника под контакты с последующим напылением под углом металлизации, полученное сопротивление составило 0.1 Ом·мм [1].

Полученные в ИСВЧПЭ РАН омические контакты воспроизводимы и внедрены в процесс изготовления СВЧ МИС.

Литература

1. Very Low Ohmic Contact Resistance through an AlGaIn Etch-Stop in Nitrogen-Polar GaN-Based High Electron Mobility Transistors. Nidhi et al. Japanese Journal of Applied Physics 49 (2010) 021005 REGULAR.

ДИОДЫ ШОТКИ НА НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ

А.В. Желаннов^{1*}, Д.Г. Фёдоров¹, Б.И. Селезнев²

¹ОАО «ОКБ-ПЛАНЕТА»,

173004, г. Новгородская обл., г. Великий Новгород, ул. Федоровский ручей, 2/13,
e-mail: ZhelannovAV@okbplaneta.ru

²Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого,
г. Великий Новгород

В последние годы развитие мощной и высокотемпературной электроники на основе нитрида галлия (GaN) привлекает большое внимание исследователей благодаря уникальному сочетанию свойств материала, а именно, большая ширина запрещенной зоны, высокая подвижность электронов, высокая критическая напряженность электрического поля и высокая дрейфовая скорость насыщения электронов.

Эпитаксиальные слои на основе GaN выращивались на подложках сапфира и карбида кремния, при этом подложки из SiC имеют преимущество над сапфиром из-за меньшего рассогласования постоянных решетки (следовательно, меньшая плотность дефектов в эпитаксиальных слоях нитрида галлия) и лучшая теплопроводность подложки (следовательно, лучший отвод тепла при работе прибора) [1]. Кроме того, SiC, являясь полупроводником, позволяет разрабатывать на своей основе кристаллы с вертикальным механизмом протекания тока, что приводит к уменьшению сопротивления структур и снижению величины рабочего напряжения и, как следствие, снижению потребляемой мощности [2].

Одним из ключевых параметров, используемых для оценки эффективности диодов Шоттки, является напряжение пробоя. Идеальное значение пробивного напряжения силового прибора в основном ограничивается началом лавинного пробоя, вызванного ударной ионизацией. К сожалению, большинство диодов Шоттки на основе GaN показывают значение пробивного напряжения намного меньшее, чем их идеальные значения. Кроме высокой плотности дефектов в эпитаксиальных слоях GaN, выращенных на чужеродных подложках, низкие пробивные напряжения также связаны с преждевременным пробоем, который происходит на периферии контакта Шоттки в связи с высокими значениями электрического поля на краю контакта. Для преодоления таких эффектов разработаны специальные методы защиты периферии для создания высокоэффективных диодных структур [3]. Одним из методов повышения пробивных напряжений является формирование защитных колец на периферии контакта Шоттки.

В данной работе для создания диодных структур использовались эпитаксиальные слои нитрида галлия, выращенные на подложке карбида кремния толщиной 450 мкм и сопротивлением $\sim 0,01$ Ом·см. Слои нитрида галлия выращивались методом химического осаждения из газовой фазы (MOCVD) и имели следующую структуру: подложка-слой n^+ -Al_{0,25}Ga_{0,75}N толщиной 0,2 мкм, слой n^+ -GaN толщиной 0,8 мкм и слой n^- -GaN толщиной 1,7 мкм.

Изготовление диодных структур начиналось с создания защитных колец. Защитные кольца p-типа формировались путем ионной имплантации магния. Режимы ионного легирования: доза 10^{14} см⁻², энергия 75 кэВ. Контактная система диодов формировалась следующим образом. В качестве омических контактов использовались системы Cr/Ni к обратной стороне подложки с последующим быстрым термическим отжигом при температуре 1000 °С в атмосфере азота. Барьерные контакты Ni/Au диаметром 150 мкм формировались магнетронным распылением с помощью взрывной фотолитографии.

Из вольт-амперных характеристик полученных структур определены следующие параметры: прямое напряжение, определяемое по уровню прямого тока 100 А/см², составляет 1,5 В; последовательное сопротивление – 3,6 мОм·см² и обратный ток при напряжении -20 В – 202 мкА. Пробивные напряжения диодов \approx 30 В.

На основе вольт-фарадных измерений рассчитаны профили концентраций носителей заряда в слоях нитрида галлия, из которых определен уровень легирования в базовой области диода, составляющий $(4,5 \div 5,5) \cdot 10^{16}$ см⁻³.

Таким образом, в результате проведенных исследований изготовлены экспериментальные образцы диодов Шоттки с вертикальной структурой. Диоды были изготовлены на основе эпитаксиальных слоев нитрида галлия, выращенных на подложках карбида кремния. Определены основные электрические параметры диодов.

Литература

1. D.Yoo, J. Limb GaN full-vertical p-i-n rectifiers employing AlGa_n:Si conducting buffers layers on SiC substrates // Appl. Phys. Lett. 88, 193503 (2006).
2. А.Н. Туркин Обзор развития технологии полупроводниковых гетероструктур на основе нитрида галлия // Полупроводниковая светотехника. №6, 2011, с. 6-9.
3. Xu Wei-Zong, Fu Li-Hua GaN schottky barrier diodes with high-resistivity edge termination formed by boron implantation // Chin. Phys. Lett. V.30, N.5, 057303 (2013).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЕТОПРОВОДЯЩЕГО ЭЛЕКТРОДА ИЗ ОКСИДА ИНДИЯ-ОЛОВА

К.Д. Ванюхин*, *А.А. Воронова, Е.М. Евсеева, Р.В. Захарченко, Л.А. Сейдман*

*Институт функциональной ядерной электроники НИЯУ МИФИ
115409, г. Москва, Каширское ш., 31. e-mail: kirivan@list.ru*

Смесь из стехиометрических оксидов индия и олова (ИТО) представляет собой широкозонный полупроводник n -типа проводимости с низким электрическим сопротивлением $(5-10) \cdot 10^{-4}$ Ом·см. Благодаря этим своим свойствам пленки ИТО создают омический контакт к p -GaN и обеспечивают хорошее растекание электрического тока по площади окна контакта. Поэтому их широко применяют в качестве прозрачных контактов в светодиодах на основе GaN [1-7].

Ранее были [8] рассмотрены различные технологические режимы формирования прозрачных проводящих пленок ИТО, прослежена взаимосвязь их с параметрами пленок после термообработки и проведена оптимизация режимов их термообработки после нанесения с целью использования в качестве контактов к областям GaN p -типа проводимости в светодиодах. Эксперимент показал, что пленки отожженные при 500 °С в воздухе, стали прозрачными с поверхностным сопротивлением 45 Ом/кв. Последующий отжиг в азоте в том же режиме не изменил прозрачности, но снизил поверхностное сопротивление до 27 Ом/кв. Таким способом выбором среды отжига (азот или воздух) можно менять в нужном направлении величину сопротивления пленки. А степень изменения зависит от температуры и длительности последующего отжига. В приведенной работе будет доказано, что те же тенденции действуют и для пленок ИТО, полученных без напуска кислорода, при многоступенчатом отжиге в различных средах.

Нанесение тонких пленок ИТО проводили методом электроннолучевого испарения, для исключения негативного воздействия плазмы на кристаллическую структуру полупроводника. Нанесение слоя ИТО осуществляли в установке Kurt J.Lesker PVD 250. Приводили испарение смеси стехиометрических оксидов индия и олова в соотношении 9:1. Расстояние от испарителя до подложек – 520 мм. Скорость нанесения поддерживали постоянной с помощью кварцевого датчика контроля толщины пленки. После формирования рисунка обратной литографией следовал кратковременный (как правило, 30 с) термический отжиг при различной температуре 400-700 °С. Отжиг проводили в печи RTP-600 в среде азота или воздуха.

В работе показано, что режим нанесения и среда, в которой осуществляют нанесение пленок ИТО электроннолучевым методом, слабо влияют

на их оптические и электрические свойства. В то же время среда, в которой проводят отжиг, его температура и длительность существенно влияют на достигаемые свойства пленок ИТО. Установлено, что отжиг в азоте снижает сопротивление пленок, но не обеспечивает получения прозрачных пленок. А заданное оптическое пропускание пленок 80-90 % достигается только отжигом в воздухе при 500-600 °С при достаточно низком удельном сопротивлении пленок $(5,5-7,0) \cdot 10^{-4}$ Ом·см.

Данный способ позволяет термическим отжигом подгонять поверхностное сопротивление слоя ИТО в широких пределах от 20 до 100 Ом/кв, достигая значения, заданного конструкцией светодиода. Это обеспечивает равномерное растекание тока в области окна светодиода и равномерное свечение по всей плоскости окна, что исключает перегрев отдельных областей диода и увеличивает его светоотдачу. Кроме того дает возможность компенсировать погрешности формирования светопроводящего слоя светодиода и его полупроводниковой структуры, и увеличить процент выхода годных.

Литература

1. Л.К. Марков, И.П. Смирнова, А.С. Павлюченко, Е.М. Аракчеева, М.М. Кулагина. Отражающий р-контакт на основе тонких пленок ИТО для флип-чип светодиодов AlGaInN. - Физика и техника полупроводников. №43. 2009. 1564-1569.
2. И.П. Смирнова, Л.К. Марков, А.С. Павлюченко, М.В. Кукушкин. AlGaInN-светодиоды с прозрачным р-контактом на основе тонких пленок ИТО. - Физика и техника полупроводников. №46. 2012. 384-388.
3. Kow-Ming Chang, Jiunn-Yi Chu, and Chao-Chen Cheng. Highly Reliable GaN-Based Light-Emitting Diodes Formed by p-In_{0,1}Ga_{0,9}N-ITO Structure. - IEEE Photonics Technology Letters, №16. 2004. 1807-1809.
4. Kow-Ming Chang, Jiunn-Yi Chu, Chao-Chen Cheng. Investigation of indium-tin-oxide ohmic contact to p-GaN and its application to high-brightness GaN-based light-emitting diodes. - Solid-State Electronics №49. 2005. 1381-1386.
5. D.W. Kim, Y.J. Sung, J.W. Park, G.Y. Yeom. A study of transparent indium tin oxide (ITO) contact to p-GaN. - Thin Solid Films 398-399. 2001. 87-92.
6. Wenting Hou, Christoph Stark, Shi You, Liang Zhao, Theeradetch Detchprohm, and Christian Wetzel. Evaluation of metal/indium-tin-oxide for transparent low-resistance contacts to p-type GaN. - Applied Optics №51. 2012. 5596-5600.
7. Р.Куэй. Электроника на основе нитрида галлия. Перевод с англ. Ю.А.Концегово и Е. А. Митрофанова, п/р А. Г. Васильева, Издательство «Техносфера», 2011. 587 с.
8. К.Д. Ванюхин, Р.В. Захарченко, Н.И. Каргин, Л.А. Сейдман. Технологические особенности формирования прозрачных контактов из пленки ИТО для светодиодов на основе нитрида галлия. – Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. №2, 2013 г. 60 с.

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОНТАКТНОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ К LED СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ GaN

***Р.В. Захарченко, К.Д. Ванюхин, Л.А. Сейдман, С.А. Стеблин, А.А. Воронова,
П.А. Блинов, Е.М. Евсеева, С.В. Миннебаев***

*Институт функциональной ядерной электроники НИЯУ МИФИ
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ramzesss300391@gmail.com*

Прямозонный полупроводник GaN и твердые растворы на его основе являются перспективными материалами для создания приборов в различных областях электроники. Большая ширина запрещенной зоны нитрида галлия и возможность изменять эту величину для системы твердых растворов на его основе позволяют использовать нитриды для создания оптоэлектронных приборов в диапазоне длин волн от видимой до глубокой ультрафиолетовой областей. Однако чтобы реализовать преимущества нитридов для получения высокоэффективных приборов, необходима отработанная технология получения стойких омических контактов к n- и р-слоям полупроводника.

Основной характеристикой омического контакта является его сопротивление, приведенное к единице площади. Оно состоит из последовательно соединенных сопротивлений:

- сопротивление слоев металлизации,
- сопротивления приконтактной области полупроводника,
- сопротивления, связанного с прохождением электронами потенциального барьера

В полупроводниках основанных на GaN плотность поверхностных состояний мала, и омический контакт образуется с такими металлами, для которых работа выхода электронов Φ_m меньше сродства к электрону полупроводника X_s (n-типа) либо работа выхода электронов из металла Φ_m больше суммы сродства к электрону полупроводника X_s и ширины запрещенной зоны E_g (р-тип):

$$\Phi_m < X_s \quad \text{в случае n-типа,} \quad (1)$$

$$\Phi_m > E_g + X_s \quad \text{в случае p-типа.} \quad (2)$$

В работе были исследованы методы получения омических контактов к n- и p-GaN.

Для создания омического контакта к n-GaN использовалась многослойная металлизация Ti/Al/Ni/Au, полученная методом термического резистивного испарения, с последующим отжигом. Полученное удельное

сопротивление контактов удовлетворяет поставленным целям и составляет $<1 \text{ Ом}\cdot\text{мм}$.

Прозрачный омический контакт к р-GaN создавался методом электронно-лучевого испарения из смеси стехиометрических окислов индия и олова (ИТО), с последующим отжигом. Относительное пропускание пленки ИТО составило $\sim 90\%$ в диапазоне длин волн от 440 до 490 нм.

Также в работе исследовались ВАХ светоизлучающего диода, в зависимости от температуры и времени вжигания контактов.

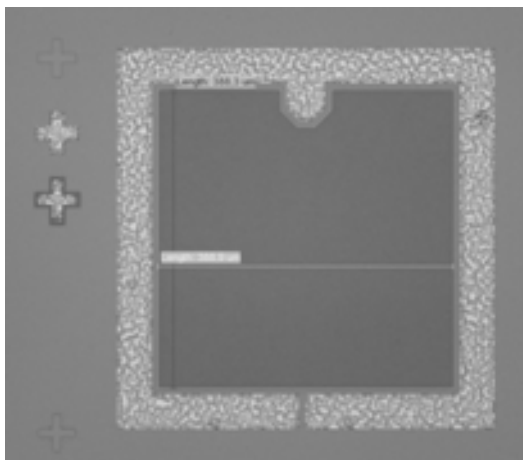


Рис. 1. Светодиод на поверхности подложки

Литература

1. Deepak Selvanathan, Fithi M. Mohammed, Asrat Tesfayesus and Ilesanmi Adesida. Comparative study of Ti/Al/Mo/Au, Mo/Al/Mo/Au, and V/Al/Mo/Au ohmic contacts to AlGaN/GaN heterostructures. - J. Vac. Sci. Technol. B 22(5) (2004) 2409-2416.
2. F. Roccaforte, F. Iucolano, F. Giannazzo, A. Alberti, and V. Raineri. Nanoscale carrier transport in Ti/Al/Ni/Au Ohmic contacts on AlGaN epilayers grown on Si(111). - Appl. Phys. Lett. 89 (2006) 022103 1-3.

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНОК $\text{SiN}_x\text{:H}$ В ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОМ РЕАКТОРЕ ДИОДНОГО ТИПА

* ***А.В. Волосов, С.А. Стеблин, С.С. Лебедев***

*Институт функциональной ядерной электроники НИЯУ МИФИ
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: avv-ne@mail.ru*

Пленки нитрида кремния осаждались в плазмохимическом реакторе диодного типа с подачей исходных реагентов сквозь перфорированный ВЧ электрод. В качестве исходных реагентов использовались смеси моносилан–азот–аммиак и моносилан–азот. В работе [1] показано, что при использовании смеси моносилан–азот осаждаются пленки, сильно обогащенные кремнием. В настоящей работе осаждение пленок осуществлялось в более широком диапазоне технологических параметров, более детально были исследованы состав и структура пленок.

Для измерения толщины и показателя преломления пленок использовались эллипсометрия, для исследования состава и структуры ИК спектроскопия и рамановская спектроскопия.

Осаждение проводилось на пластины кремния, расположенные на нижнем заземленном электроде. К верхнему электроду, расположенному на расстоянии примерно 30 – 35 мм от заземленного электрода прикладывалось ВЧ напряжение частотой 13,56 МГц. В качестве базового режима осаждения использовался режим, рекомендованный фирмой – изготовителем оборудования.

Как уже отмечалось в [1], при исключении из состава исходных реагентов аммиака образуются пленки обогащенные кремнием. Снижение расхода моносилана в допустимых пределах не приводит к заметному снижению концентрации кремния в пленках (таблица 1)

Таблица 1

№ образца	SiH_4 , $\text{см}^3/\text{м}$	NH_3 , $\text{см}^3/\text{м}$	n	H (SiH)	H (NH)	ΣH	N/Si	Откл. от $\text{N/Si}=4/3$, %
03-01	40	55	1,9315	16,1	10,6	26,6	1,276	4,3
03-04	40	0	3,2085	34,8	0,7	35,4	0,984	26,2
03-10	7	0	2,8343	29,4	0,8	30,2	1,053	21
03-12	5	0	2,664	27,1	1,4	28,5	1,084	18,7

Следует также отметить, что при отсутствии в составе исходных реагентов аммиака в составе пленки значительно снижается количество водорода, связанного с атомами азота, в то время как общее содержание водорода, по сравнению с базовым режимом увеличивается.

Если избыток кремния в пленке при отсутствии в составе исходных реагентов аммиака можно объяснить недостаточной активацией азота, количество которого на порядок превышает необходимое для образования нитрида кремния стехиометрического состава, то характер изменения концентрации водорода требует дополнительных объяснений.

Исследование рекомбинационного рассеяния света на полученных пленках показало, что избыточный кремний присутствует в них в виде кластеров. Спектр комбинационного рассеяния света пленки SiNx : H в образце 03-04 приведен на рис. 1.

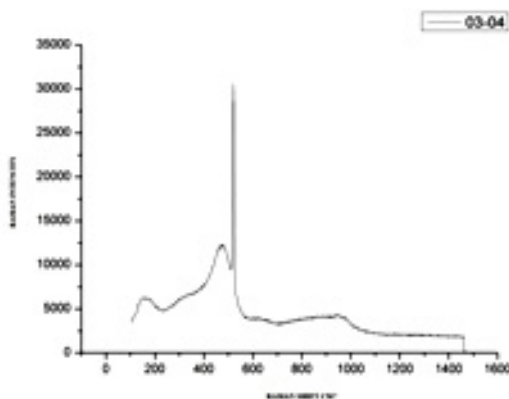


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния света пленки SiNx : H в образце 03-04

По данным работы [2] пики в области $475\text{--}480\text{ см}^{-1}$ и 150 см^{-1} свидетельствуют о наличии в составе пленки включений (кластеров) аморфного кремния. Наличие кластеров кремния в пленке SiNx : H, наряду с повышенной концентрацией водорода позволяет сделать предположение о том, что формирование кластеров происходит в объеме реактора, а не на поверхности подложки.

Авторы приносят благодарность А.В. Ковальчуку и А.А. Елисееву за выполнение исследований методами ИК спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Литература

1. С.А.Стеблин, А.В.Волосов, А.Л. Кузнецов, С.С.Лебедев, А.С.Симаков, Тезисы докладов 3-ей Научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ – электроники, 23 – 24 мая 2013 г. НИЯУ МИФИ. С. 33 – 35.
2. Т.Т.Корчагина, Д.В.Марин, В.А.Володин А.А.Попов, M.Vergnat, Физика и техника полупроводников, том 43, вып.11. С. 1557 – 1563 (2009).

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ СО СТРУКТУРОЙ МДП НА ОСНОВЕ НИТРИД-ГАЛЛИЕВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

**С.А. Стеблин, А.В. Волосов*

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе д.31, e-mail: SASteblin@mephi.ru*

В настоящее время гетероструктуры на основе GaN и AlGaN широко применяются в СВЧ и высоковольтных полупроводниковых приборах и интегральных схемах на их основе. Основным элементом построения этих приборов и интегральных схем являются НЕМТ с затвором металл-полупроводник (ПТШ) [1]. ПТШ на основе GaN обладают рядом существенных преимуществ (частота СВЧ-диапазона, рассеиваемая мощность и т.д.), однако использование барьера Шоттки также накладывает существенные ограничения – высокие, по сравнению с МДП-структурой, токи утечки затвора [2]. Утечки на затворе, в общем случае, могут быть обусловлены несколькими механизмами: термоэлектронная эмиссия, туннелирование через дефекты и другие. По данным работ [3, 4] было показано, что использование в качестве подзатворного диэлектрика SiO₂ или Al₂O₃ по сравнению с барьером Шоттки приводит к снижению токов утечки на 3-4 порядка. Кроме того, использование транзисторов с барьером Шоттки также существенно ограничивает возможности схемотехнического проектирования из-за невозможности использования двухполярного напряжения.

Поэтому актуальность разработки нитридных приборов и интегральных схем на основе МДП транзисторов, особенно для высоковольтных применений, не вызывает сомнений.

Для решения этой задачи необходимо, в первую очередь, разработать технологию формирования диэлектрических пленок на поверхности GaN и AlGaN с характеристиками границы раздела, соответствующим характеристикам Si-SiO₂ в МДП приборах на основе кремния. Работы в этом направлении ведутся довольно интенсивно. Исследованы характеристики границ раздела в структурах с SiO₂ [5, 6, 9], Si₃N₄ [5, 6], а также high-k диэлектриками Al₂O₃ [7, 11, 12], Ga₂O₃ [8, 10], Gd₂O₃ [8], HfO₂ [7, 9], AlN [14] и многослойные структуры на основе этих материалов [7, 9].

В работе [5] в качестве подзатворного диэлектрика использовался Si₃N₄, полученный методом ECR-PCVD. Результаты измерений показали наименьшую плотность поверхностных состояний на уровне $D_{it} = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. В работе [7] были выбраны high-k диэлектрики Al₂O₃ и HfO₂, полученные методом атомно-слоевого осаждения (ALD). В работе исследовалась плотность поверхностных состояний границы раздела ди-

электрик-GaN, и были получены значения $D_{it} = (5 - 8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ и $D_{it} = (5 - 11) \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ для Al_2O_3 и HfO_2 соответственно. В работе [10] рассматривается возможность использования Ga_2O_3 , полученного методом высокотемпературного окисления. Для полученного таким методом Ga_2O_3 была измерена плотность поверхностных состояний, которая составила $D_{it} = 9,8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$.

Тем не менее, отсутствие в промышленном производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем на основе GaN и AlGaN со структурой МДП свидетельствует о том, что пока не достигнуты характеристики границы раздела сравнимые с кремниевыми МДП приборами [13].

В работе, на основе сравнительного анализа опубликованных результатов, предложены возможные пути решения проблемы технологии формирования подзатворного диэлектрика для приборов на основе GaN и AlGaN.

Литература

1. В.А. Гуртов. Твердотельная электроника. – М.: Техносфера, 2008. – 512 с.: ил. ISBN 978-5-94836-187-1.
2. Brianna S. Eller et al. Electronic surface and dielectric interface states on GaN and AlGaN. // J. Vac. Sci. Technol. A 31(5), (2013).
3. C. J. Kirkpatrick et al. Electron Device Lett. 33, 1240 (2012).
4. L. Pang, Y. Lian, D-S. Kim, J-H. Lee, and K. Kim, Trans. Electron Devices 59, 2650 (2012).
5. R. Nakasaki et al. Insulator-GaN interface structures formed by plasma-assisted chemical vapor deposition. // Physica E 7 (2000).
6. Kao et al. Comparison of low-temperature GaN, SiO_2 , and SiNx as gate insulators on AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors. // J Appl Phys 98, 064506 (2005).
7. Y.C. Chang et al. Atomic-layer-deposited Al_2O_3 and HfO_2 on GaN-- A comparative study on interfaces and electrical characteristics. // Microelectronic Engineering 88 (2011).
8. Y.C. Chang et al. MBE grown high-k dielectrics $\text{Ga}_2\text{O}_3(\text{Gd}_2\text{O}_3)$ on GaN. // Journal of Crystal Growth 301–302 (2007).
9. A. Taube et al. High Quality Gate Insulator/GaN Interface for Enhancement-Mode Field Effect Transistor. // E-MRS Fall Meeting, Symposium H: Warsaw, Poland, 2011.
10. H. Kim et al. Thermally oxidized GaN film for use as gate insulators. // J. Vac. Sci. Technol. B 19.2., (2001).
11. M. Esposito. Electrical Properties of Atomic Layer Deposited Aluminum Oxide on Gallium Nitride. // Appl. Phys. Lett. 99, 133503 (2011).
12. X. Liu. Effects of H_2O Pretreatment on the Capacitance–Voltage Characteristics of Atomic-Layer-Deposited Al_2O_3 on Ga-Face GaN Metal–Oxide–Semiconductor Capacitors. // Journal of ELECTRONIC MATERIALS, Vol. 42, No. 1, 2013.
13. А.В. Ржанов. Свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник.–М.: Наука, 1976. – 254 с.: ил.
14. S. Huang. ALD-grown Ultrathin AlN Film for Passivation of AlGaN/GaN HEMTs. // CS MANTECH Conference, Boston, Massachusetts, USA, (2012).

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ МАРШРУТ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МЭМС ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ СОВМЕСТНО С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ПРИБОРАМИ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

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

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

Электромеханические микропереключатели представляют интерес для СВЧ-компонентной базы ввиду незначительного потребления электроэнергии (2 мкВт с частотой переключения 1 кГц), хорошей развязке (до 20 дБ), малых потерь (до 0.5 дБ), относительно большой коммутируемой мощности (до 10 Вт) [1] и высоким сроком службы (порядка 10^{10} циклов) [2].

МЭМС переключатель изготавливался, опираясь на базовую технологию изготовления ИС на основе дискретных полупроводниковых приборов на базе AlGaAs/InGaAs/GaAs. Основные этапы изготовления МЭМС переключателя и ИС представлены в табл. 1. Единственной уникальной операцией при изготовлении МЭМС переключателя является удаление жертвенного слоя. Это обусловлено тем, что при удалении фоторезиста жидкостным растворителем и при последующей сушке пластины капиллярная сила притягивает мембрану к управляющему электроду и мембрана прилипает к нему за счет сил водородных связей (сил Ваан-дер-Ваальса). Во избежание данного эффекта применяют сушку при критической температуре в CO_2 , метод сублимационной сушки или выжигание жертвенного слоя в кислородной плазме.

Несмотря на то, что метод сушки при критической температуре в CO_2 себя прекрасно зарекомендовал и широко применяется при изготовлении приборов по МЭМС технологии, он не применялся нами ввиду необходимости в дополнительном оборудовании. В данной работе при изготовлении МЭМС переключателей жертвенный слой удалялся либо в кислородной плазме, либо при сублимационной сушке с использованием циклогексана [3]. Циклогексан обладает такими важными особенностями, как высокая температура плавления – 6.6 °С, высокое давление насыщенных паров – 40 торр при температуре плавления и при замерзании он остаётся пластичным, снижая риск повреждения мембран. «Воздушные» мосты в схемах МШУ не подвержены капиллярному эффекту, из-за высокого коэффициента упругости конструкции.

**Сравнение технологических маршрутов изготовления МШУ
на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs
и изготовления МЭМС переключателя**

Последовательность технологических операций при изготовлении МЭМС переключателя	СнК со встроенными МШУ на гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs
Подготовка поверхности пластины.	Приборная изоляция
Формирование нижнего электрода, контактных площадок и нижних обкладок развязывающих конденсаторов	Омические контакты
	Формирование электронно-лучевого затвора длиной <0,15 мкм
Формирование опор моста	
Формирование пассивации СВЧ-линии и нижних электродов	Пассивация активных поверхностей
Формирование верхних обкладок развязывающих конденсаторов и утолщения опор моста	Формирование первого уровня электрических межсоединений
Формирование жертвенного слоя Гальванического утолщения элементов конструкции МЭМС устройств. Обтрав лишнего металла и формирование отверстий в мембране	Металлизация контактных площадок с «воздушными» мостами

Литература

1. «Radant MEMS, RF MEMS Switches and Products Catalog 2014» [Электронный ресурс] - <http://www.radantmems.com/radantmems.data/Library/MEMS%20BROCHURE%20-%202014.pdf>, Режим доступа: свободный (дата обращения 29.01.2014).
2. A Packaged, High-Lifetime Ohmic MEMS RF Switch/ S. Majumder, J. Lampen, R. Morrison and J. Maciel - Microwave Symposium Digest, 2003 IEEE MTT-S International (Volume:3) pp 1935-1938.
3. RF MEMS: Theory, Design, and Technology. Gabriel M. Rebeiz Copyright 2003 John Wiley & Sons, Inc. ISBN: 0-471-20169-3.

ОДНОСТОРОННЕЕ ШЛИФОВАНИЕ И ПОЛИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН НА ОСНОВЕ САПФИРА И КАРБИДА КРЕМНИЯ

П.П. Мальцев¹, А.А. Трофимов, Н.В. Щаврук, Е.М. Евсеева²*

¹ФГБУН Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 8/0,
e-mail: aa-trofimov@yandex.ru

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш., 31, e-mail: cat.rezkova@yandex.ru

Развитие технологии СВЧ-приборов на широкозонных полупроводниковых материалах в последнее время привело к существенным практическим результатам и освоению мощных СВЧ-транзисторов и монолитных интегральных схем (МИС) на нитриде галлия (GaN) в промышленном производстве. Подложками для СВЧ-транзисторов и МИС на основе нитрида галлия служат, как правило, сапфир и карбид кремния, что требует поиска новых методов обработки и модернизации старых технологий [1].

Основная сложность при обработке сапфира и карбида кремния заключается в том, что сапфир и карбид кремния являются твердыми материалами (от 9 до 9.5 по шкале Мооса). Кроме того, данные материалы химически стойкие к щелочам и кислотам при комнатной температуре, что делает весьма затруднительным химико-динамическое полирование.

Таблица 1

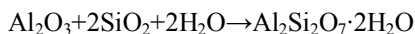
**Зависимость скорости съема материала от размера абразива
для карбида кремния и сапфира**

Материал	Абразив	Нагрузка	Скорость вращения плиты	Скорость съема материала, мкм/мин
Сапфир	240 Grit	100 г/см ²	70 об/мин	2,86
Сапфир	400 Grit			0,67
Карбид кремния	240 Grit			1,36
Карбид кремния	400 Grit			0,34

Обработка материалов велась на оборудовании Logitech Ltd. Шлифование осуществлялось на стальной плите с формой поверхности в виде выпуклой линзы (+4 мкм) последовательно суспензиями, состоящими из

абразива ВС зернистостью 240 Grit и 400 Grit, приготовленными с использованием деионизованной воды и этиленгликоля. Скорость вращения плиты 70 об/мин, нагрузка на пластину – 100 г/см².

Полирование сапфира проводилось на полировальнике марки Chemcloth при помощи суспензии SF1, суммарный съем материала составлял 10-15 мкм. В состав данной суспензии входит мелкодисперсный аморфный оксид кремния, который при высыхании суспензии образует кристаллы, работающие как абразивный материал при полировке, а также может химически взаимодействовать с материалом подложки, образуя алюмосиликаты [2]:



Таким образом, полировка сапфира является химико-механическим процессом и позволяет добиться большего качества поверхности сапфира.

Отличительной особенностью обработки карбида кремния от процесса обработки сапфира заключается в процессе полировки пластины. Так как карбид кремния химически не взаимодействует с полировальной жидкостью SF1, то процесс полировки идет крайне медленно. Для увеличения скорости полировки в полирующую суспензию SF1 был добавлен алмазный порошок фракции 1/0.

Полученные обработанные пластины сапфира и карбида кремния имеют шероховатость Ra 2 и 6 нм соответственно, разброс по толщине пластины не превышает 2 мкм, при толщине 150 мкм. Для сапфировых пластин достигнута толщина 42 мкм, что говорит о малой толщине нарушенного слоя на готовой пластине.

Литература

1. «Sapphire: material, manufacturing, applications». E.R. Dobrovinskaya et al. Springer Science + Business Media, LLC 2009.
2. Guiche H., Moody J. J. Electro Chem. Soc Solid State Sci. Technol. 125, 1978, 136.

ПОЛУИЗОЛИРУЮЩИЕ 6Н-SiC ПОДЛОЖКИ ДЛЯ ЭПИТАКСИИ Ш-N

**А.А. Лебедев¹, С.В. Белов¹, С.П. Лебедев¹, Д.П. Литвин^{1,2}, И.П. Никитина¹,
А.В. Васильев², Ю.Н. Макаров², С.С. Нагалько², А.Н. Смирнов^{1,5}, В.В. Попов³,
В.Н. Вьюгинов⁴, Р.Г. Шифман⁴, Ю.С. Кузмичёв⁴, Н.К. Травин⁴, О.В. Венедиктов⁴*

¹ФГБУН «Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе»,
194021, СПб, Политехническая 26 Россия

²ГК «Нитридные кристаллы», 194156, СПб, пр. Энгельса, д. 27, Россия

³ОАО «Светлана», 194156, СПб, пр. Энгельса, д. 27, Россия

⁴ЗАО «Светлана-Электронприбор», 194156, СПб, пр. Энгельса, д. 27, Россия
e-mail: shura.lebe@mail.ioffe.ru

В последние годы технология роста объёмных полуизолирующих кристаллов карбида кремния (SI SiC), разработанная ГК «Нитридные кристаллы», была передана в ЗАО «Светлана-Электронприбор», где создано производство подложек из этого материала, включающее не только рост, но также резку объёмных кристаллов на пластины, их шлифовку, полировку и подготовку поверхности для эпитаксии [1].

Целью настоящей работы было исследование параметров полученных SI SiC подложек и рассмотреть наиболее перспективные применения.

Для роста монокристаллических слитков карбида кремния используется технология сублимации. Данная технология основана на испарении источника поликристаллического SiC и осаждения его компонент на монокристаллическую затравку SiC, находящуюся в более холодном месте реактора [2-4]. Рост происходит в вакууме или атмосфере инертного газа. Техническая реализация ГК «Нитридные кристаллы» ростовой установки представлена на рис. 1. С использованием подобных установок в ЗАО «Светлана-Электронприбор» начато промышленное производство высокоомных ($\rho \geq 10^5$ Ом x см) подложек карбида кремния политипа 6Н диаметром три дюйма. Были выращены кристаллы полуизолирующего SiC двух типов: легированные ванадием и без дополнительного легирования. Для получения полуизолирующего материала был разработан процесс синтеза чистого источника SiC из порошков Si и C.

Структурное совершенство и политипная однородность подложек была исследована рентгеновскими методами и Рамановской спектроскопией. Измерения кривых дифракционного отражения (КДО) на симметричном отражении (0006) SiC-6Н проводились на двухкристалльном спектрометре собранном на базе промышленного дифрактометра ДРОН-3 с медным антикатодом ($\lambda_{CuK\alpha 1} = 15.40563$ nm). В качестве монохроматора использовался бездислокационный монокристалл SiC-6Н, выращенный традиционным методом Лэли, что обеспечивало практически бездисперсионную схему измерений и таким образом позволило оценивать реальные полуширины КДО выращенных слоев.

Полуширины рентгеновских кривых качания (FWHM) полученных подложек находились в диапазоне 20-40 arcsec (рис. 2).



Рис. 1. Установка с индукционным нагревом для сублимационного роста SiC диаметром до 4''

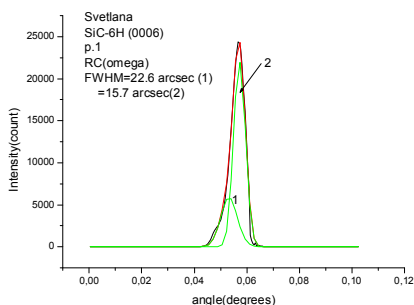


Рис. 2. Рентгеновская кривая качания для выращенной подложки 6H-SiC

Определение плотности дислокаций в пластинах карбида кремния осуществлялось с помощью метода селективного травления в расплаве щелочи (KOH). Для удобства пластины SiC разрезались на квадраты со стороной 1 см. Температура расплава составляла 550-600°C, а время травления – от 5 до 20 мин. Для идентификации дефектов использовалась оптическая микроскопия.

После 20-минутного травления следы механической полировки полностью исчезали и на поверхности оставались только ямки травления, обусловленные различного рода дислокациями, присутствующими в пластинах SiC. При этом размеры ямок увеличились до 10-15 мкм.

Как видно из рис. 3, плотность дислокаций неоднородна по поверхности. Встречаются как области с малой плотностью одиночных дислокаций (плотность дислокаций $\sim 1 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$), так и области с линейными цепочками дислокаций. Данные цепочки могут быть обусловлены блочностью пластины SiC, в результате чего на границе доменов образуется избыточное количество дефектов упаковки. В таком случае плотность дислокаций возрастает как минимум на порядок ($> 1 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$).

Исследования политипной однородности подложек были выполнены методом рамановской спектроскопии. Микро-рамановские измерения проводились при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния $z(xx)z$ на спектрометре Horiba Jobin-Yvon T64000. В качестве источника возбуждения использовался Ar^+ -лазер ($\lambda = 514 \text{ нм}$). Анализ спектров показывает, что исследуемая подложка SI 6H-SiC является структурно-однородной по площади и не содержит включений других политипов, кроме 6H-SiC. Положения фоновых линий симметрии $E_2(\text{TO})$ соответствуют их положению в недеформированных слоях SiC, что также характерно и для подложек SI 6H-SiC производства фирмы Cree, Inc (рис. 4). Таким образом, согласно полученным экспериментальным данным можно

сделать вывод, что данные подложки по своему качеству практически не уступают подложкам фирмы CREE.



Рис. 3. Распределение плотности дислокаций по поверхности подложки. Оптическая фотография после 20 мин. Травления в КОН

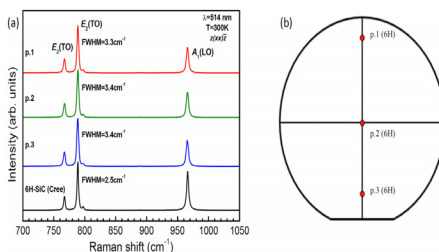


Рис. 4. Рамановские спектры подложки SI 6H-SiC (а), полученные в разных точках образца (б). На рисунке (а), для сравнения, приведен спектр высококачественной подложки 6H-SiC производства фирмы CREE, Inc

Отсутствие собственной подложки приводит к тому, что эпитаксиальные слои GaN чаще всего выращиваются на сапфире. Однако подложка Al₂O₃ является изолятором и не позволяет изготавливать приборы в вертикальной геометрии. Кроме того, сапфир обладает низкой теплопроводностью, а это снижает выходную мощность прибора. С нашей точки зрения дальнейшим развитием технологии силовых GaN HEMT был бы переход на SiC подложки. Использование более дорогой, чем Al₂O₃ подложки SiC, можно компенсировать за счёт использования более дешёвой технологии роста эпитаксиальных слоёв HVPE вместо MOCVD.

Литература

1. Лебедев А.А., Белов С.В., Лебедев С.П., Литвин Д.П., Никитина И.П., Васильев А.В., Макаров Ю.Н., Нагалюк С.С., Стрельчук А.М., Попов В.В., Вьюгинов В.Н., Шифман Р.Г., Кузмичёв Ю.С., Травин Н.К., Венедиктов О.В. Начало промышленного выпуска SiC подложек и приборов на их основе // Труды 1-й российско-белорусской научно-технической конференции «Элементная база отечественной радиоэлектроники», посвящённой 110-ю со дня рождения О.В.Лосева / Под ред. А.Э.Рассадиной. - Н. Новгород: НИЖЕГОРОДСКАЯ РАДИОЛАБОРАТОРИЯ. 2013. В 2-х т. Т. 1. С. 23-24.
2. Yu.M.Tairov, and V.F.Tsvetkov, Investigation of Growth processes of ingots of silicon carbide single crystals, J.Crystal Growth 43 (1978) 209-212.
3. E.N.Mokhov, I.L.Shulpina, A.S.Tregubova, and Yu.A.Vodakov, Cryst. Res. Technol. 16 (1981) 879.
4. S.Yu.Karpov, Yu.N.Makarov, E.N.Mokhov, M.G.Ramm, M.S.Ramm, A.D.Roenkov, R.A.Talalaev, Yu.A.Vodakov, Analysis of silicon carbide growth by sublimation sandwich method, J. of Crystal Growth 173 (1997) 408-416.

**ЭПИТАКСИАЛЬНЫЙ РОСТ AlInGaN ГЕТЕРОСТРУКТУР
НА ПОДЛОЖКАХ Si, SiC И САПФИРА РАЗМЕРОМ ДО 4” ДЛЯ НЕМТ
И СВЕТОДИОДОВ**

****А.Ф. Цацульников¹, В.В. Лундин¹, Д.В. Давыдов¹, Е.Е. Заварин¹,
М.Г. Попов¹, А.В. Сахаров¹***

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

*194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая, 26, тел. +7(812)2973182,
e-mail: andrew@beam.ioffe.ru*

Развитие МOCVD реакторов для роста гетероструктур на основе нитрида галлия в последние годы идет по пути увеличения не только максимального, но и минимального числа подложек. Кроме того, дизайн реакторов под давлением рынка оптимизируется, в основном, для эпитаксиального роста гетероструктур для светодиодов синего диапазона на подложках сапфира (в настоящее время наиболее распространенным размером подложек является диаметр 4”, но постепенно происходит переход на 6”), требующих роста слоев тройных соединений InGaN и AlGaIn с относительно невысоким содержанием индия и алюминия. С другой стороны, в последнее время развитие технологии смещается на использование других типов подложек и гетероструктур. В первую очередь это касается развития технологии эпитаксиального роста на подложках кремния, размер которых может составлять до 300 мм (12”). Кроме того, помимо изготовления светодиодных гетероструктур увеличивается выпуск гетероструктур для СВЧ- и, в перспективе, для силовых транзисторов на подложках кремния и карбида кремния. Таким образом, актуальным становится вопрос оптимизации, как технологий, так и оборудования для большого круга задач, при использовании подложек различного типа.

В данной работе представлены результаты экспериментов по росту эпитаксиальных гетероструктур на основе AlInGaN для НЕМТ транзисторов и светодиодов на подложках кремния, карбида кремния и сапфира размером 2-4 дюйма. Для эпитаксиального роста использовалась специально разработанная установка с горизонтальным реактором, позволяю-

ция проводить эпитаксиальные процессы при давлении выше и ниже атмосферного. Конфигурация реактора позволяет проводить процесс на одной 3- или 4-дюймовой подложке или на трех 2-дюймовых подложках.

В результате проведённых экспериментов были выращены гетероструктуры для НЕМТ транзисторов на подложках сапфира, карбида кремния и кремния. Для гетероструктур на подложках сапфира была получена подвижность более $1300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации в канале $1.6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Среднеквадратичное отклонение проводимости по подложке составило 1-3%, среднеквадратичное отклонение толщины 3-4% при полной толщине структуры 2.7 микрона.

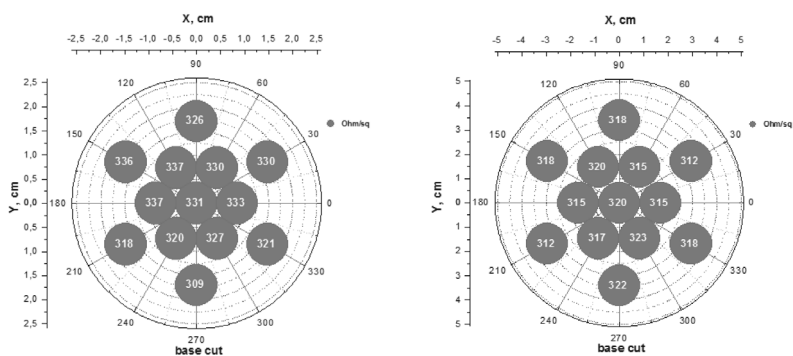


Рис. 1. Карты удельного сопротивления НЕМТ гетероструктуры размером 2" (а) и 4" (б)

На подложках кремния была достигнута подвижность более $1600 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации в канале $1.2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. На подложках карбида кремния была достигнута подвижность более $2000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации в канале $1.3-1.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Эффективности излучения светодиодных гетероструктур синего диапазона, выращенных на подложках сапфира размером 2 и 4", показали результаты, совпадающие с результатами, полученными на установке АИХ2000НТ. Светодиодные гетероструктуры, выращенные на подложках кремния, показали эффективность фотолюминесценции и вольт-амперные характеристики, аналогичные структурам, выращенным на подложках сапфира.

Проведенные эксперименты показали, что при оптимизированных технологических условиях время эпитаксиального процесса на разработанной установке для светодиодных гетероструктур на подложке сапфира и НЕМТ гетероструктур на подложках кремния составляет 2 ч 30 мин – 2 ч 45 мин, а для НЕМТ гетероструктур на подложке SiC – ~ 2 ч.

ОСОБЕННОСТИ ДИФFUЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ РОСТЕ КВАНТОВЫХ КОЛЕЦ GaAs МЕТОДОМ КАПЕЛЬНОЙ ЭПИТАКСИИ

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

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

Метод капельной эпитаксии (КЭ), основанный на процессах диффузии адатомов, позволяет получать самоорганизованные ансамбли одиночных и двойных квантовых колец (КК), квантовых точек и других нульмерных нанокристаллов полупроводников A^3B^5 . Структуры с КК, благодаря их уникальным свойствам, могут найти применение в оптоэлектронике, солнечной энергетике и квантовых компьютерах.

В данной работе экспериментально и теоретически исследовано влияние условий роста методом КЭ на морфологию наноструктур GaAs. Было выращено две серии образцов с квантовыми кольцами GaAs и барьерным слоем $Al_yGa_{1-y}As$ при различных температурах подложки и давлениях As_4 на этапе формирования колец. Для двух серий отличались режимы осаждения Ga. Условия роста и параметры образцов приведены в табл. 1, см. также рис. 1.

Таблица 1

Условия роста и параметры полученных образцов КК GaAs

№	$T_1, ^\circ C$	$T_2, ^\circ C$	$P_{As}, 10^{-5}$ Торр	Тип КК	Средний диаметр, нм		Высота, нм	Концентрация, мкм ⁻²
					Внешнее	Внутреннее		
A1	220	220	1.3	Одиноч.	51		~5	141
A2	280	280	0.55	Двойные	120	42	~5	22
B1	325	325	0.2	Одиноч.	22		~10	32
B2	325	220	0.2	Двойные	79	31	~10	33
B3	325	325	1	Двойные	69	27	~10	73

(T_1 – температура подложки при осаждении Ga, T_2 – температура роста колец)

Одна и та же процедура роста приводит к различным формам колец в зависимости от температуры роста и давления As (рис. 1).

Для объяснения результатов эксперимента была предложена диффузионная модель капельной эпитаксии, которая уточняет и дополняет резуль-

таты предыдущих работ [1, 2]. Рассмотрены процессы диффузии атомов As в объеме капли Ga, а также поверхностной диффузии атомов Ga и As, аналитически решены соответствующие стационарные диффузионные уравнения.

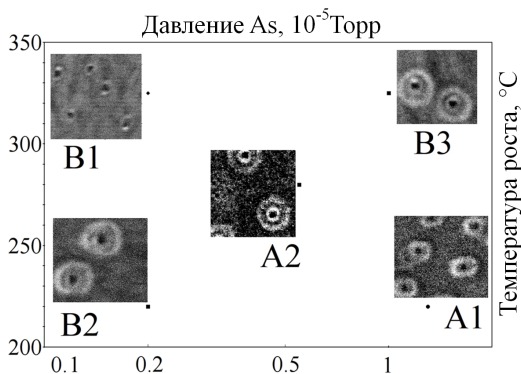


Рис. 1. Влияние температуры роста и давления As на морфологию колец

Данная модель объясняет причины и условия формирования одиночных (рис. 2) и двойных квантовых колец и позволяет рассчитать профиль кольца в зависимости от условий роста - радиуса и высоты исходной капли, температуры подложки и потока As. Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментом.

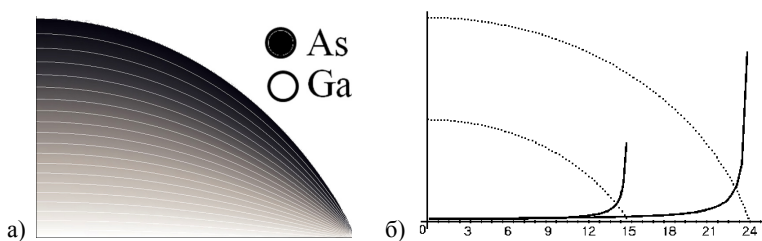


Рис. 2. Распределение концентрации As в капле Ga (а) и зависимость скорости роста от расстояния до центра капли (б) для капель различного размера

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников» НИЯУ МИФИ.

Литература

1. Li X.L., Journal of Crystal Growth 377 (2013) 59–63.
2. Z. Y. Zhou, Physical Review Letters 111, 036102 (2013).

НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ РОСТА САМОИНДУЦИРОВАННЫХ НИТЕВИДНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ GaN

* *А.А.Корякин¹, Н.В.Сибирев¹, В.Г.Дубровский^{1,2}*

¹ *Санкт-Петербургский академический университет,
194021, г. Санкт-Петербург, Россия, ул. Хлопина, дом 8, корп. 3,
e-mail: office@spbau.ru*

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

Широкозонные гетероструктуры на основе нитевидных нанокристаллов (ННК) GaN представляют большой интерес для создания электронных и оптоэлектронных устройств. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию начальной стадии нуклеации самоиндуцированных (или бескаталитических) GaN ННК. По сравнению с ростом по механизму «пар-жидкость-кристалл» данный метод позволяет избежать нежелательного встраивания металлического катализатора в ННК.

Экспериментальные данные по изучению начальной стадии роста [1] показывают, что процесс образования GaN ННК происходит в два этапа: 1) нуклеация островков и формирование их распределения по размерам; 2) трансформация островков по достижению некоторого критического размера в ННК. Описание первого этапа проведено в рамках модифицированной модели формирования упруго-напряженных квантовых точек Странского-Крастанова [2], получена их функция распределения по размерам, зависящая от среднего размера островков. Для описания морфологического перехода «островок-ННК» предложена модель, позволяющая рассчитывать поверхностную плотность ННК в зависимости от потока галлия и времени осаждения. В модели мы считаем, что каждый островок, достигнув критического латерального размера, трансформируется в ННК. Общее число островков и ННК на единице площади поверхности равно начальному числу островков. Трансформация морфологии островков в ННК происходит за пренебрежимо малый промежуток времени (по сравнению с характерным временем роста островков и ННК). Для трехмерных островков, растущих из смачивающего слоя, индекс роста равен $3/2$ [3], для ННК индекс роста равен 1, т.к. скорость ННК роста слабо зависит от их размера. Для того чтобы определить средний размер островков при наличии ННК, мы записали уравнение материального баланса для системы островков и ННК через пересыщение для островков и через пересыщение для ННК. Таким образом, удалось получить два связанных уравне-

ния для средних размеров островков и ННК. Для подсчета количества ННК в данный момент времени мы проинтегрировали функцию распределения островков по размерам от критического размера (приблизительно 20 нм) до бесконечности (рис. 1). При временах больше 1800 с наблюдается более резкое уменьшение плотности островков, чем предсказываемое нашей моделью. Этот факт мы связываем с тем, что модель не учитывает некоторые эффекты, проявляющиеся на стадии роста ННК, например, «эффект затенения». Важно отметить, что с момента времени около 1500 с плотность ННК практически не меняется. Используя данные эксперимента [1] была определена часть материальных констант, после чего в рамках построенной модели выполнен расчет плотности ННК при различных потоках Ga (рис.2).

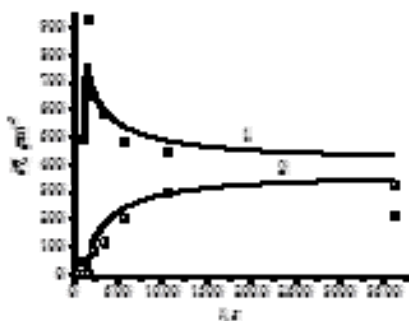


Рис. 1. Зависимость плотности островков GaN (1) и ННК (2) от времени осаждения вещества. Точки – данные эксперимента [1], сплошные линии – результаты моделирования

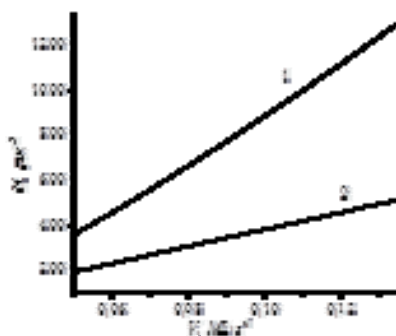


Рис. 2. Зависимость поверхностной плотности островков (1) и плотности ННК (2) от потока галлия

Литература

1. O.Landre et al., Nanotechnology **20**, 415602 (2009).
2. V.G.Dubrovskii, Cirilin G.E., Ustinov V.M., Phys.Rev.B **68**, 075409 (2003).
3. V.G.Dubrovskii, J. Chem. Phys. **131**, 164514 (2009).

ВЛИЯНИЕ ДИЗАЙНА МЕТАМОРФНОГО БУФЕРА И ОРИЕНТАЦИИ ПОДЛОЖКИ НА ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА НЕМТ-СТРУКТУР $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ НА ПОДЛОЖКАХ GaAs

***Л.Н. Овешников¹, В.А. Кульбачинский¹, Р.А. Лунин¹, Г.Б. Галиев²,
С.С. Пушкарев², Е.А. Климов², Н.А. Юзеева²**

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991 ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ, e-mail: Ragnos@list.ru

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

Развитие НЕМТ - технологий является одним из основных направлений современной СВЧ электроники. Одним из основных параметров, характеризующих эффективность структур, является подвижность носителей заряда. Одним из путей её повышения является уменьшение эффективной массы носителей заряда, что, в случае использования тройного раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в качестве активного слоя (квантовой ямы), соответствует повышенному содержанию индия. В этом случае используют подложки InP для совпадения параметров решетки. Несмотря на ряд преимуществ, подложки InP обладают сравнительно малыми размерами и повышенной хрупкостью, и имеют высокую цену. Более перспективными, с точки зрения производства, могут быть подложки GaAs. Но у них есть сильное отличие параметров решетки от InGaAs, что приводит к напряжениям и образованию дислокаций. Прорастающие дислокации уменьшают подвижности электронов в канале. Для уменьшения решёточных напряжений и плотности дислокаций используют метаморфные буферы различной архитектуры.

В данной работе исследовалась серия из четырёх образцов с метаморфным буфером на подложке GaAs различной ориентации. Все образцы имеют идентичные квантовые ямы и для легирования содержат δ -слой Si, отделённый спейсером от канала. Проводилось исследование температурных зависимостей анизотропии сопротивлений вдоль разных направлений, а также эффектов Холла и Шубникова – де Гааза (ШдГ), из которых определялись концентрации, транспортные и квантовые подвижности электронов в каждой из подзон размерного квантования.

Образец 1 обладает линейным метаморфным буфером со встроенным сверхрешётками, служащими для фильтрации прорастающих дислокаций [1]. Образец 2 обладает ступенчатым буфером и выращен, как и образец 1, на сингулярной подложке (100) GaAs. Образцы 3 и 4 выращены на разориентированной подложке $(100)\pm 2^\circ$ GaAs, при этом, в образце 4 концен-

трация примеси Si на 30% выше. Увеличение уровня легирования Si в образце 4 привело к пропорциональному возрастанию концентрации электронов. Изменение структуры буфера не оказало сильного влияния на электронные подвижности, что доказывает перспективность применения ступенчатых буферов, ввиду относительной простоты их получения.

Разориентация подложки сильно влияет на механизм роста образцов, а также на механизм релаксации напряжений [2]. Разориентация подложки улучшила встраивание атомов примеси Si в решётку, что повлекло 15% увеличение концентрации электронов, однако из-за возникшего рельефа поверхности, увеличилось рассеяние на гетерограницах ямы. Увеличение рассеяния вызвало снижение подвижностей электронов. Для изучения анизотропии сопротивления и подвижности электронов образцы были выполнены в виде двух взаимно перпендикулярных холловских мостиков вдоль направлений [011] и [01-1]. В качестве примера на рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления в двух взаимно перпендикулярных направлениях, а на рис. 2 осцилляции ШдГ при токе в двух разных направлениях для образца 1. Подвижность электронов оказалась больше в направлении [01-1]. Анизотропия свойств образца 1 связана с наличием в буфере сверхрешётки. Образцы, выращенные на разориентированной подложке, обладают большей анизотропией электронных свойств, чем образцы на сингулярной подложке. Полученные результаты важны для дальнейшего улучшения НЕМТ-структур с высоким содержанием индия.

Литература

1. G.B. Galiev et al, Journal of Crystal Growth, **366**, 55-60 (2013).
2. Г.Б. Галиев и др, ФТП, **48**, 67-72 (2014).

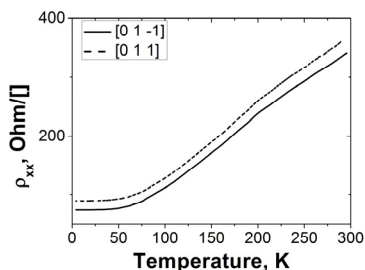


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивлений для образца 1

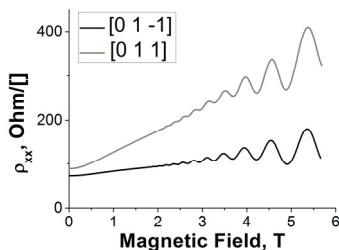


Рис. 2. Осцилляции ШдГ для образца 1 при токе в двух перпендикулярных направлениях

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ОДНОМЕРНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ПАРАМЕТРОВ

**И.С. Громышов, С.Ю. Глазов*

*Волгоградский государственный социально-педагогический университет
400131, г. Волгоград, пр. им. В.И.Ленина, дом 27,
e-mail: gromyshov2820@rambler.ru*

В работе численно решалась одномерная задача движения электрона в периодическом потенциале в модели Кронига-Пенни. Исследован энергетический спектр электронов в зависимости от параметров потенциала: высоты потенциального барьера V_0 , периода сверхрешетки (СР) d , соотношения между шириной потенциальной ямы d_1 и барьера d_2 . Выполнен анализ применимости для этой модели аналитических выражений закона дисперсии носителей заряда, широко используемых для исследования физических свойств СР.

Модель Кронига-Пенни описывает только принципиальные особенности энергетического спектра электронов в поле периодического потенциала. Однако эта модель активно используется в теоретическом изучении свойств современных низкоразмерных систем: квантовых нитей с СР, СР на основе графена, нанотрубок с СР.

Если на электроны или дырки помимо периодического потенциала кристаллической решетки действует дополнительный потенциал, с периодом, значительно превышающим постоянную решетки, то это приводит к существенному изменению электронного энергетического спектра системы, возникновению минизон. Уравнение, связывающее энергию электрона ε с его волновым вектором k , легко получить из уравнения Шредингера в приближении изотропной эффективной массы [1]. В явном виде получить закон дисперсии носителей не представляется возможным, поэтому он анализировался численно.

Установлено, что параметрами, определяющими вид зонного спектра, являются: $V=(2mV_0)^{1/2}d/\hbar$ и $\gamma=d_1/d$. На рис. 1 и 2 представлена зависимость энергии электронов ε от ширины потенциальной ямы d_1 для первых четырех минизон, при значениях параметров, характерных для полупроводниковых СР: $m=0.067 m_e$, $V_0=300$ мэВ [2]. Спектр $\varepsilon(k)$ представляет собой ряд не перекрывающихся друг с другом минизон. Экстремумы их могут находиться только в центре или на краях минизоны Бриллюэна. С ростом номера минизоны ее ширина растет, а расстояния до соседних минизон (запрещенные минизоны) убывают. Минизоны условно делят на подбарьерные ($\varepsilon < V_0$) и надбарьерные. Подбарьерные минизоны образуются из локализованных состояний в минимумах потенциала V_0 , имеют малую ширину, определяемую туннельной прозрачностью барьеров. С увеличе-

нием V (например, d) уменьшается ширина, расстояние до соседних мини-зон и положение их дна, увеличивается число подбарьерных мини-зон.

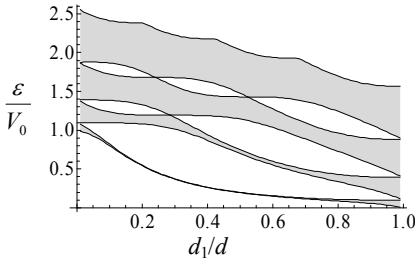


Рис. 1. Зонная структура СП при $d \approx 100 \text{ \AA}$

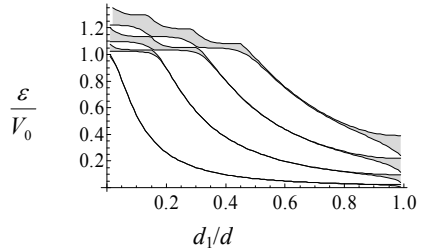


Рис. 2. Зонная структура СП при $d \approx 200 \text{ \AA}$

Выполнено сравнение численного решения дисперсионного соотношения и аналитических выражений закона дисперсии носителей заряда: а) в приближении ближайших соседей $\varepsilon(k) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2(1 - \cos(kd))$; б) выходящий за рамки приближения ближайших соседей $\varepsilon(k) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2(1 - \cos(kd)) + \varepsilon_3 \cos(2kd)$; в) в виде усеченной параболы $\varepsilon(k) = \varepsilon_1 + \varepsilon_2(kd)^2$. Коэффициенты ε_i подбирались численно на основе непосредственного решения дисперсионного уравнения с использованием алгоритма Левенберга-Марквардта. На рис. 3 и 4 приведены графики зависимости максимальной относительной ошибки при подборе законов дисперсий: сплошная—(а), жирная—(б), пунктирная—(в) от ширины ямы d_1 для $d \approx 100 \text{ \AA}$. С увеличением V , относительная ошибка уменьшается. Увеличивая V в 2 раза ($d \approx 200 \text{ \AA}$), относительная ошибка уменьшается в 10 раз.

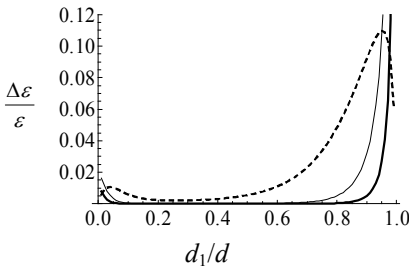


Рис. 3. Погрешность для первой минизоны

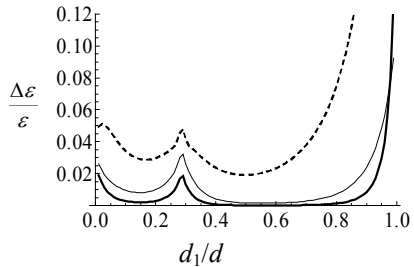


Рис. 4. Погрешность для второй минизоны

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 p_поволжье_a.

Литература

1. М. Херман, Полупроводниковые сверхрешетки. М.: Мир, 1989.
2. А.П. Силин, УФН 3, 485 (1985).

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ С ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ МИНИЗОНОЙ

** Н.С. Водолазип¹, Е.И. Кухарь¹*

*¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет
400066, г. Волгоград, пр. им. В.И. Ленина, дом 27, e-mail: maxkoll@mail.ru*

Известно, что полупроводники со сверхрешетками (СР) проявляют нелинейные электрические и оптические свойства в относительно слабых электрических полях (~1 кВ/см). Наличие участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в вольтамперной характеристике (ВАХ) полупроводников с СР позволяет использовать последние в качестве рабочей среды для генератора и усилителей электромагнитного (ЭМ) излучения. На основе полупроводниковых СР уже созданы гигагерцовые генераторы [1]. С целью же создания терагерцовых (ТГц) генераторов в [2,3] предлагалось использовать СР с так называемой параболической минизоной. Закон дисперсии для таких структур имеет вид:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{2\Delta}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \left(1 - \cos \frac{np_x d}{\hbar} \right) + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m}. \quad (1)$$

где Δ – ширина минизоны, d – период СР, \mathbf{p} – квазиимпульс электронов, m – эффективная масса электрона в направлении, перпендикулярном оси Ox (оси СР). В отличие от СР с косинус-минизоной для СР с законом дисперсии (1) существуют участки с высокочастотной ОДП на участках ВАХ с положительной статической дифференциальной проводимостью. Это позволит исключить развитие низкочастотной доменной неустойчивости [4], возникающей в СР с косинус-минизоной и вызывающей в последней подавление ТГц колебаний.

Изучение радиоэлектрического эффекта (РЭЭ) в СР [5] – эффекта увлечения носителей заряда ЭМ волной в направлении своего распространения – привлекает внимание исследователей в связи с возможностью его использования для диагностики кинетических свойств твердых тел. В частности, его можно использовать для диагностики таких свойств СР с параболической минизоной. Ниже приводятся результаты исследования влияния постоянного электрического поля на РЭЭ в СР с минизоной (1). Пусть синусоидальная ЭМ волна с частотой ω и интенсивностью I распространяется вдоль оси Ox . Вектор напряженности постоянного электрического поля также направлен вдоль этой оси: $\mathbf{E} = (0, 0, E)$. Плотность тока увлечения, возникающая вдоль оси СР, рассчитывается по формуле:

$$j_x = \sum_{\mathbf{p}} V_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t), \quad (2)$$

где $V_x = \partial \varepsilon / \partial p_x$ – скорость электронов, $f(\mathbf{p}, t)$ – неравновесная функция распределения, учитывающая влияние ЭМ поля и определяющаяся из кинетического уравнения Больцмана, записанного в приближении времени релаксации τ . В результате вычисления суммы по квазиимпульсам в (2) и усреднения по периоду ЭМ излучения получается следующая формула для плотности тока:

$$\langle j_x \rangle = j_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \sum_{l,s,k=-\infty}^{\infty} J_l(nu) J_s(nu) J_{l+s}(2nu) J_k(2nu) \times \frac{\sin(2nu - k\pi/2) - (s - l - k + nF)\omega\tau \cos(2nu - k\pi/2)}{1 + (s - l - k + nF)^2 \omega^2 \tau^2}. \quad (3)$$

где $J_k(x)$ – функция Бесселя целого порядка, $j_0 = 2n_0 e \Delta d / \pi^2 \hbar$, $u = I / I_0$, $I_0 = mc^2 \hbar \omega^2 / 2\pi e^2 d$, $F = E / E_0$, $E_0 = \hbar \omega / ed$. С помощью анализа выражения (3) на ЭВМ определены следующие особенности влияния постоянного поля на РЭЭ в СР с минизоной (1): а) зависимость плотности тока увлечения от интенсивности волны и напряженности постоянного электрического поля \mathbf{E} имеет характер осцилляций; б) значением и направлением тока увлечения можно управлять путем изменения напряженности \mathbf{E} ; в) амплитуда осцилляций тока увлечения с изменением \mathbf{E} больше чем амплитуда соответствующих осцилляций в СР с косинус-минизоной при тех же значениях параметров СР.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_a, и выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания №2014/411 (код проекта: 522).

Литература

1. E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, K.F. Renk, D.G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kovsh, P.S. Kop'ev, Electron. Lett., **35**, 1491 (1999).
2. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова, ФТП, **39**, 162 (2005).
3. Романов Ю.А., ФТП, 45, 529–534 (2003).
4. Kroemer H., cond-mat/0007482; cond-mat/0009311.
5. Э.М. Эпштейн, Изв. вузов СССР, Радиофизика, **24**, 514 (1981).

РАДИОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СВЕРХРЕШЕТКАХ С ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ МИНИЗОНОЙ

*Е.И. Кухарь¹, * П.В. Назаров¹*

¹*Волгоградский государственный социально-педагогический университет
400066, г. Волгоград, пр. им. В.И. Ленина, дом 27, e-mail: naraval91@mail.ru*

В настоящее время повышенное внимание среди исследователей к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) связано с проблемой так называемого блоховского генератора [1-5]. Неудачи в создании терагерцового (ТГц) генератора связаны со следующим. Существование участков высокочастотной (ВЧ) отрицательной дифференциальной (ОДП) СР на участках статической ОДП [2], приводит к развитию низкочастотной доменной неустойчивости [3], которая подавляет генерацию ТГц колебаний.

Развитие доменной неустойчивости связывают с использованием СР с косинус-минизоной, в которых блоховские осцилляции являются гармоническими. Для создания ТГц генератора требуются СР, обладающие ВЧ ОДП на участках с положительной статической дифференциальной проводимостью. Как показано в [4,5] такая ситуация возможна, если использовать, например, СР с так называемой параболической минизоной:

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{2\Delta}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n^2} \left(1 - \cos \frac{np_x d}{\hbar} \right) + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m}, \quad (1)$$

где \mathbf{p} – квазиимпульс электронов, Ox – ось СР, Δ – ширина минизоны, d – период СР, m – эффективная масса электрона в поперечном по отношению к оси СР направлении.

Для диагностики кинетических свойств такой СР может быть использован радиоэлектрический эффект (РЭЭ) – эффект увлечения носителей заряда электромагнитной (ЭМ) волной в направлении своего распространения. Данный эффект в СР с косинус минизоной изучен в [6]. Ниже приведены результаты расчета тока увлечения, возникающего в СР, электронный спектр которой представлен выражением (1). Считаем, что плоскость поляризации ЭМ волны параллельна плоскости xu . Плотность тока увлечения рассчитывается по формуле, полученной с использованием кинетического уравнения Больцмана, записанного в приближении постоянного времени релаксации τ :

$$\mathbf{j}(t) = -\frac{e}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \sum_{\mathbf{p}'} \mathbf{v}(\mathbf{p}') f_0(\mathbf{p}', t) d\mathbf{p}', \quad (2)$$

где $\mathbf{V} = \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$ – скорость электронов, $f_0(\mathbf{p})$ – равновесная функция распределения, \mathbf{p}' удовлетворяет уравнению движения с начальным условием: $\mathbf{p}'(t' = t) = \mathbf{p}$. В результате вычисления суммы в (2) и усреднения по периоду ЭМ волны получаются следующие выражения для постоянных составляющих проекций вектора плотности тока:

$$\langle j_x \rangle = j_1 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \sum_{l,m,k=-\infty}^{\infty} J_l(nu_1) J_m(nu_1) J_{l+m}(2nu_1) J_k(2nu_1) \times \\ \times \frac{\sin(2nu_1 - k\pi/2) - (m-l-k)\omega\tau \cos(2nu_1 - k\pi/2)}{1 + (m-l-k)^2 \omega^2 \tau^2}, \quad (3)$$

$$\langle j_y \rangle = j_2 \left(-\ln 2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \left(J_0^2(nu_2) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{J_k^2(nu_2)}{1 + k^2 \omega^2 \tau^2} \right) \right), \quad (4)$$

где обозначено: $j_1 = 2n_0 e \Delta d / \pi^2 \hbar$, $j_2 = 2n_0 e \Delta / \pi^2 m c$, $u_1 = I \cos \theta / I_0$, $I_0 = mc^2 \hbar \omega^2 / 2\pi e^2 d$, $u_2 = edE_{\max} \sin \theta / \hbar \omega$, θ – угол между направлением распространения волны и осью СР, E_{\max} – амплитуда колебаний электрического поля волны, $J_k(x)$ – функция Бесселя целого порядка.

С помощью анализа формул (3) и (4) на ЭВМ определены следующие особенности РЭЭ в СР с минизоной (1): а) плотность тока увлечения осциллирует с увеличением интенсивности волны; б) в СР с параболической минизоной амплитуда таких осцилляций больше чем амплитуда соответствующих осцилляций тока увлечения в СР с косинус-минизоной при тех же значениях ширины минизоны и периода СР.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_a, и выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания №2014/411 (код проекта: 522).

Литература

1. E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, K.F. Renk, D.G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kovsh, P.S. Kop'ev, Electron. Lett., **35**, 1491 (1999).
2. С.А. Ктиторов, Г.С. Симин, В.Я. Синдаловский, ФТТ, **13**, 2230 (1971).
3. Н. Kroemer, cond-mat/0007482; cond-mat/0009311.
4. Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова, ФТП, **39**, 162 (2005).
5. Ю.А. Романов, ФТТ, **45**, 529 (2003).
6. Э.М. Эпштейн, Изв. вузов СССР, Радиофизика, **24**, 514 (1981).

**ОСОБЕННОСТИ ЭПИТАКСИИ И СВОЙСТВА СЛОЕВ GeSn,
ВЫРАЩЕННЫХ НА ПЛАСТИНАХ КРЕМНИЯ (100)
С БУФЕРНЫМ СЛОЕМ ГЕРМАНИЯ**

***Ю.Г. Садюфьев¹, В.П. Мартовицкий¹, А.В. Клековкин¹,
Ю.А. Алещенко¹, Д.В. Аверьянов², И.С. Васильевский²**

¹ *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991, Москва, Ленинский проспект, дом 53*

² *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: sadofyev@hotmail.com*

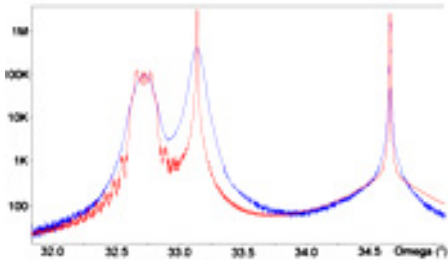
Твердые растворы системы материалов Si-Ge-Sn привлекательны в связи с попытками создания монокристаллических оптоэлектронных систем, полностью состоящих из элементов IVА группы периодической системы.

В данной работе использован метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) для выращивания твердых растворов GeSn на виртуальном буферном слое германия, выращенном на пластинах кремния ориентации (100). Выращивание GeSn проводили в условиях роста, ограниченного кинетическими факторами за счет использования низких температур роста с целью повышения предела растворимости и подавления поверхностной сегрегации олова при формировании твердого раствора GeSn. Эксперименты проведены с использованием установки МПЭ «Катунь», укомплектованной двумя электронно-лучевыми испарителями для кремния и германия, а также двумя молекулярными источниками типа ячейки Кнудсена. Последние источники использованы для соиспарения сурьмы в качестве сурфактанта при выращивании буферных слоев германия толщиной, близкой к 1.0 мкм, и для испарения олова при выращивании слоев GeSn. Встроенный дифрактометр быстрых электронов (RHEED) позволял контролировать все стадии ростового процесса *in situ*. Свойства полученных эпитаксиальных слоев контролировали с помощью рентгеновской дифрактометрии, резерфордского обратного рассеяния, атомно-силовой микроскопии (АСМ), оже-спектроскопии, оптической спектроскопии. Толщина слоев GeSn была равна 0.5 мкм. Слои GeSn выращивали при температуре вблизи 150 С.

Исследование выращенных структур методом рентгеновской дифрактометрии показало (рис. 1), что мольная доля олова в GeSn достигала 0,075, при полном отсутствии признаков пластической релаксации. Несоответст-

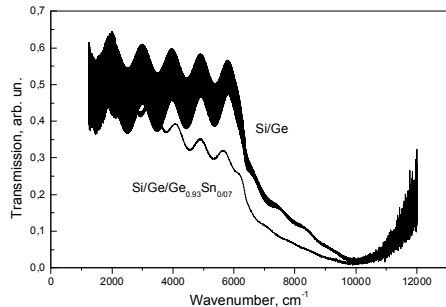
вие периодов кристаллических решеток германия и GeSn достигало 1%. В этом случае критическая толщина для пластической релаксации с образованием дислокаций несоответствия не должна превышать уровень ~ 20 нм. Слои GeSn, выращенные в указанных выше условиях находятся в метастабильном состоянии. Следует ожидать, что пластическая релаксация произойдет при термических обработках, превышающих некоторый критический уровень, зависящий от мольной доли олова и толщины слоев GeSn.

Рис. 1. Кривая качания для рефлекса (004) слоев GeSn/Ge образца с мольной долей олова 0.44, выращенных на пластине кремния ориентации (100)



Для проверки устойчивости слоев GeSn к температурным воздействиям были проведены эксперименты по быстрому термическому отжигу структур в диапазоне температур 300 - 600°C, с последующим контролем с помощью рентгеновской дифрактометрии. Из результатов эксперимента следует, что полной релаксации упругих напряжений слоев GeSn не удается добиться до стадии выхода олова на поверхность структуры. Температура, при которой наблюдается декомпозиция GeSn, тем ниже, чем выше мольная доля олова. Эта температура близка к 400°C для $x = 0,075$ и 500°C для $x = 0,044$.

Рис. 2. Спектры пропускания структур Si/Ge Si/Ge/Ge_{0,93}Sn_{0,07}



На рис. 2 показаны спектры пропускания структур Si/Ge и Si/Ge/GeSn, отражающие эффект смещения края поглощения слоев GeSn в ИК-область относительно германия вследствие уменьшения ширины запрещенной зоны твердого раствора GeSn.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 13-02-00680.

ОСОБЕННОСТИ РОСТА N-FACE И Ga FACE GaN В РЕЖИМЕ ИЗБЫТКА ГАЛЛИЯ МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

** И.О. Майборода, А.А. Андреев, М.Л. Занавескин, В.В. Москвин,
П.А. Перминов, Ф.Д. Червинский*

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123098, г. Москва, пл. Академика Курчатова, дом 1, e-mail: mrlbr@mail.ru*

Гетероструктуры на основе нитридов галлия и алюминия, имеющих структуру вюрцита, все активнее применяются для создания различных полупроводниковых приборов, т.к. устройства, изготовленные с использованием нитридной технологии, превосходят арсенидные по ряду параметров. Одной из основных задач при создании нитридных гетероструктур является получение качественных пленок нитрида галлия, обладающих низкой шероховатостью поверхности и высоким структурным совершенством.

Для улучшения морфологии поверхности при росте нитридных структур методом МOCVD и методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота широко применяется Ga-обогащенный режим, в котором избыток галлиевой компоненты приводит к образованию на ростовой поверхности тонкого слоя галлия, которая обеспечивает лучшую подвижность адатомов Ga и N в процессе осаждения.

Вюрцитный нитрид галлия может существовать в двух неэквивалентных поверхностных ориентациях, обозначаемых GaN (0001) Ga-face GaN, и GaN (000-1) или N-face GaN, свойства которых имеют существенные отличия. В ряде работ, посвященных росту методом аммиачной МЛЭ, отмечается, что рост N-face GaN в режиме избытка галлия позволяет получить поверхность с более гладкой морфологией, чем при росте в избытке аммиака [1]. При этом рост Ga-face GaN в режиме избытка галлия согласно некоторым публикациям сопряжен с рядом таких трудностей, как, например, образование капель Ga на ростовой поверхности [2]. В целом в литературе и научных публикациях мало рассмотрен вопрос роста Ga-face GaN методом аммиачной МЛЭ в режиме избытка галлия и его механизмов.

В данной работе проведено исследование и сравнение особенностей роста эпитаксиальных нитридных пленок GaN азотной и галлиевой полярностей методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии в режиме избытка галлия. С помощью методов дифракции быстрых отраженных электронов и лазерной интерферометрии осуществлялось in-situ наблюдение за процессом осаждения GaN. Установлено, что при одинаковых ростовых параметрах кинетика роста G-face и N-face пленок имеет значительные отличия, которые приводят к тому, что для N-полярных образцов рост в режиме избытка галлия протекает стационарно, а для Ga-полярных образцов образование на поверхности тонкого слоя Ga приводит к остановке роста. По результатам проведенного исследования предложен механизм, объясняющий отсутствие стационарного режима роста Ga-face GaN в режиме избытка галлия.

Литература

1. R. Held, D.E. Crawford, A.M. Johnston, A.M. Dabiran, Surface Review and Letters, 5, 913–934 (1998).
2. A. L. Corrion, F. Wu, and J. S. Speck, Journal of Applied Physics, 112, 054903 (2012).

ВЫРАЩИВАНИЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР EuO/Si И EuO/SrO/Si МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

**Д.В. Аверьянов^{1,2}, П.Е. Тетерин¹, Ю.Г. Садофьев^{1,3}, О.Е. Парфёнов¹, И.А. Лихачёв¹, В.Г. Сторчак¹*

¹НИЦ «Курчатовский институт»

123098, г. Москва, пл. Академика Курчатова, 1, e-mail: dm_averyanov@mail.ru

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

115409, г. Москва, Каширское ш., 31

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53

На сегодняшний день одной из важнейших задач спинтроники - раздела электроники, использующего эффекты, связанные не только с зарядовой, но и со спиновой степенью свободы электрона – является создание спинтронных устройств на основе полупроводниковых материалов. Успешная реализация этого направления позволит резко повысить функциональность уже существующих полупроводниковых устройств, задействовав дополнительные операции, связанные с манипуляцией спином электрона. Ключевыми компонентами спинтронных устройств должны являться магнитные материалы с высокой спиновой поляризацией. Однако наиболее широко применяемые промышленные полупроводниковые материалы Si и GaAs являются немагнитными и таковой не обладают. Выходом из создавшегося положения оказывается подход, основанный на инжектировании в кремний спин-поляризованных носителей тока. При этом использование полупроводниковых контактов-инжекторов является предпочтительным, поскольку позволяет решить проблему рассогласования проводимостей путем их легирования. В этом контексте, EuO, обладающий 100% спиновой поляризацией носителей в ферромагнитной фазе, и термодинамически стабильный в контакте с Si [1], считается наиболее перспективным для создания спинтронных устройств.

Принципиальным моментом оказывается выращивание эпитаксиальных пленок EuO на кремнии. На сегодняшний день возможность выращивания высококачественных стехиометрических эпитаксиальных пленок EuO методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), в частности, на подложках YSZ, продемонстрирована многими научными группами [2]. Также показана возможность выращивания EuO на Si с использованием промежуточного буферного слоя SrO толщиной 5 монослоёв и более [3]. Однако, критически важные для эффективной инжекции спина эпитаксиальные пленки EuO, выращенные непосредственно на кремнии получить

так и не удавалось [4]. Неудачные попытки прямого выращивания связаны с тенденцией формирования нежелательных фаз (Eu_3O_4 и Eu_2O_3) на начальных этапах роста, а также эффективным окислением Si и образованием объёмных включений EuSi_2 .

Нами впервые выращены пленки монокристаллического EuO непосредственно на кремнии с помощью метода МЛЭ. Процедура выращивания пленок EuO начиналась с формирования поверхностных фаз Eu-Si на очищенной от естественного оксида поверхности пластины кремния с реконструкцией $2\times 1+1\times 2$. При открытии потока атомов Eu на подложку находящуюся при температуре $T_s \sim 750^\circ\text{C}$ наблюдается ряд поверхностных фаз, меняющихся по прибытии новых атомов на поверхность: $2\times 3+3\times 2 \rightarrow 1\times 2+2\times 1 \rightarrow 1\times 5+5\times 1$. В качестве затравки для дальнейшего роста выбрана фаза $1\times 5+5\times 1$: атомы Eu , образующие её, пассивируют все свободные связи Si и в то же время наиболее плотно закрывают поверхность. Формирование слоёв EuO производится в режиме дистилляции [2]: поток атомов Eu несколько превышает поток O_2 , при этом температура подложки подобрана таким образом, что избыток атомов Eu реиспаряется с поверхности. Начальный этап выращивания пленки (первые $10\div 20$ монослоёв) производится при температуре $T_s \sim 350^\circ\text{C}$. После этого с целью улучшения ростового процесса температура подложки плавно поднимается до $T_s \sim 500^\circ\text{C}$. Толщина выращиваемых пленок EuO составляет несколько десятков нм.

Картины дифракции быстрых электронов, снимаемые на протяжении всего роста, показывают отсутствие каких-либо посторонних фаз, в то же время, рефлексы от EuO имеют форму стержней, что говорит о двумерном росте монокристаллической пленки.

Исследование выращенных пленок с помощью рентгеновской дифрактометрии свидетельствует о том, что они являются монокристаллическими и имеют ориентацию (100) в направлении перпендикулярном поверхности, посторонние фазы отсутствуют. Осцилляции интенсивности рефлекса (200) указывают на резкую границу раздела EuO/Si .

Наличие сильного эффекта каналирования на спектрах обратного резерфордского рассеяния подтверждает монокристалличность пленок и высокое качество эпитаксии.

Литература

1. K.J. Hubbard and D.G. Schlom, J. Mater. Res. **11**, 2757–2776 (1996).
2. R. Sutarto et al., Phys. Rev. B **79**, 205318 (2009).
3. J. Lettieri et al., Appl. Phys. Lett. **83**, N. 5, 975 – 977 (2003).
4. C. Caspers et al., Phys. Rev. B **84**, 205217 (2011).

**РОСТ И СВОЙСТВА n-InAs(Si)/AlGaAs ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУР С СИЛЬНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ**

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

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

InAs является привлекательным узкозонным полупроводником для электронных и оптических приборов, поскольку объемный арсенид индия обладает малой энергией запрещенной зоны и высокой подвижностью электронов. Однако механические деформации затрудняют получение высококачественных слоев InAs при эпитаксиальном росте на GaAs/AlAs композициях. Рост псевдоморфно напряженного слоя InAs приводит к началу неупругой релаксации пленки и образованию дислокаций уже при весьма малой толщине пленки (~ 2 нм). Высокая плотность дислокаций и шероховатость поверхности в значительной степени определяют рассеяние электронов в таких структурах. Легированный InAs интересен тем, что он является вырожденным полупроводником уже при концентрации электронов $\sim 5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, это обуславливает высокую термостабильность параметров приборов на его основе, например, датчиков магнитного поля [1]. На легированном InAs возможно реализовать несплавленной омический контакт металлом, что особенно важно для создания нарощенных контактов истока и стока в сверхбыстродействующих транзисторах для КВЧ и цифровых схем [2].

При эпитаксиальном росте пленок с постоянным составом плотность дислокаций постепенно снижается с ростом толщины пленки, и улучшение качества наблюдается при толщине слоя > 2-5 мкм [3]. При стандартных скоростях и температурах роста, характерных для структур с высоким содержанием InAs (например, InP HEMT), рост InAs на GaAs приводит к сильно дефектной негладкой структуре, связанной с дефектами упаковки. При этом подвижность электронов в пленках толщиной 50-100 нм снижается до 400-1000 $\text{см}^2/\text{Вс}$. Использование метаморфной технологии позволяет постепенно перейти от параметра решетки GaAs к InAs с помощью буфера переменного состава $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. Но для задач селективного эпитаксиального наращивания контактов и для ряда радиационно-стойких приложений такой подход не применим. Требуется выращивание n⁺InAs толщиной 50-150 нм с зеркально-гладкой морфологией и с максимальной возможной подвижностью. Для несплавленных контактов к n⁺InAs важна также высокая степень легирования InAs.

В данной работе исследованы способы эпитаксиального выращивания зеркально гладких слоев $n^+\text{InAs}$, получаемых при направленном влиянии на структуру в процессе формирования первых монослоев InAs , увеличения эффективности релаксации, применения прерываний роста, использования функциональных слоев AlAs и сверхрешеток $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{InAs}$. Выращивались три типа образцов $n^+\text{InAs}$, различающихся конструкцией переходных буферов между активными слоями $i/n^+\text{InAs}$ и подложкой GaAs . После буфера GaAs и тонкой сверхрешетки AlAs/GaAs следовал слой AlGaAs , затем, для 1^{го} типа – релаксационные слои InAs , для 2^{го} типа – подслой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с содержанием InAs 75-90%, для 3^{го} типа – метаморфный переходный буфер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ с изменением состава от 20% до 90%. Поскольку плавное повышение x до 100% реализовать технически сложно, финальная часть переходного буфера реализовывалась в виде сверхрешетки $\text{InAs}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$. Параметры выращенных образцов приведены в табл. 1.

На рис. 1 приведены дифрактограммы отражения (004) от образцов 2-го типа. На образцах высокого качества слои InAs показывают малое уширение линии. Наличие подслоя $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ проявляется в виде дополнительного пика справа от пика InAs .

Таблица 1
Условия роста и параметры изготовленных образцов $n^+\text{InAs}/\text{AlGaAs}$

№	Тип буфера	Т роста	$P_{As}, 10^{-6}$ Торр	$\mu, \text{cm}^2/\text{Vs}$		$N_e, 10^{18}$ cm^{-2}	RMS шерох., нм
				300 К	77 К		
61	1	470	2.9	5450	6000	1.41	1,6
66	1	460	2.3	6610	7390	0.47	-
87	2	460	5.5	7020	7800	0.45	2,3
119	2	450	2.4	1860	1880	23.7	2,0
120	3	460	5.3	8340	9580	1.40	1,3
123	3	430	4.0	10800	12450	0.6	2,0

($T_{\text{роста}}$ – температура подложки при росте активного слоя InAs)

Образцы 1^{го} типа имеют достаточно низкую подвижность электронов при низкой шероховатости поверхности. Введение тонкого подслоя $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ толщиной 25-30 нм в образцах 2^{го} типа увеличивает подвижность электронов на 5-15%. В образцах 3^{го} типа с метаморфным буфером толщиной 1,7-2,0 мкм наблюдались наивысшие подвижности электронов. Зависимости подвижности электронов от их концентрации в исследованных образцах при $T=300$ К приведены на рис. 2. Горизонтальными линиями показаны значения подвижности, получаемые на пленках InAs толщи-

ной 100-150 нм при прямом росте на GaAs (*bulk*) [3], и с использованием толстого переходного буфера (*metamorphic*).

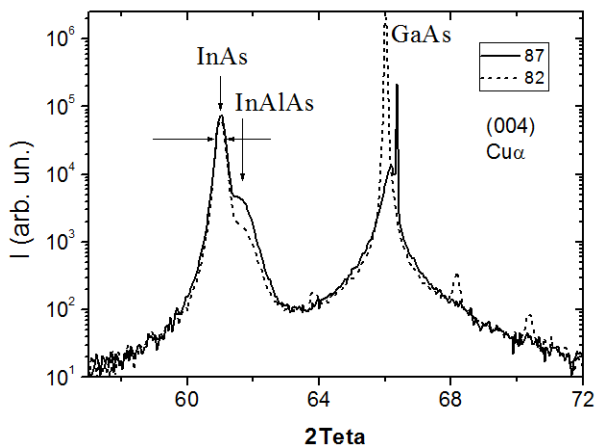


Рис. 1. Рентгенодифракционное отражение (004) от образцов $n^+ \text{InAs/AlGaAs}$ с подслоем InAlAs

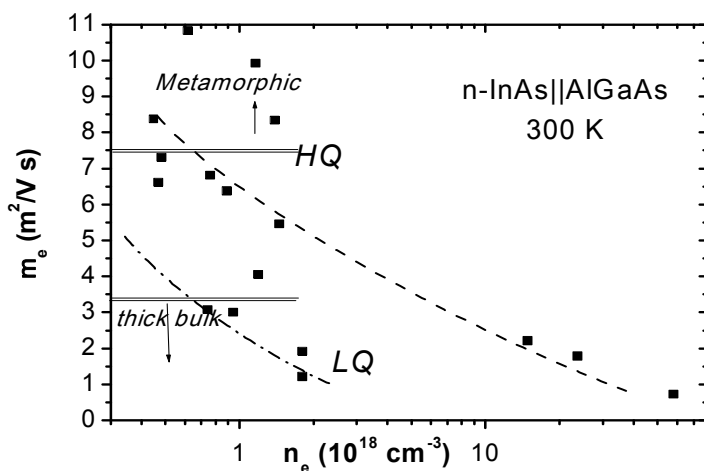


Рис. 2. Зависимость подвижности электронов от их концентрации в образцах $n^+ \text{InAs/AlGaAs}$ высокого (HQ) и низкого (LQ) качества

Морфология поверхности пленок сильно связана с условиями роста, температурой роста и давлением мышьяка. При повышении температуры роста наблюдались крупные дефекты, связанные, вероятно, с кластеризацией металлического In. Избыток As приводит к формированию дефектов упаковки и появлению шероховатой поверхности. Наиболее оптимальные с точки зрения морфологии пленок условия наблюдались при $T \sim 460$ °C и давлении мышьяка $4\text{--}5 \times 10^{-6}$ Торр. В образцах 3-го типа с толстым метаморфным буфером не наблюдалась морфология поперечно-полосатого рельефа. Вероятно, это связано с увеличением истинной температуры подложки в процессе роста из-за увеличения поглощения ИК нагрева при росте слоев с высоким содержанием InAs.

Для исследования тонких сильнолегированных слоев $n^+\text{InAs}$ была выращена серия образцов с уровнем легирования кремнием $N_d = 1\text{--}6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При максимальном легировании увеличение концентрации доноров осуществлялось за счет снижения скорости роста до 35 \AA/мин и максимальной температуры кремниевой ячейки ~ 1250 °C.

Вплоть до легирования $6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ не наблюдается амфотерности и отклонения от линейной зависимости концентрации электронов от плотности введенного кремния.

На основе лучших конструкций гетероструктур в НОЦ «Нанотехнологии» были разработаны и изготовлены датчики Холла – сенсоры магнитного поля с высокой температурной стабильностью и чувствительностью. Размер кристалла $0,8 \times 0,8$ мм. Изготовленные датчики имели чувствительности 290, 430, 690 и 840 мВ/Тл при рабочем токе 10 мА. Температурный дрейф коэффициента чувствительности составил $< 0.02\% / ^\circ\text{C}$ в диапазоне температур 120 - 300 К. Таким образом, разработанная технология позволяет изготавливать высококачественные эпитаксиальные слои InAs на подложках GaAs с минимальной толщиной переходных слоев.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников» НИЯУ МИФИ.

Литература

1. H. Geka, I. Shibusaki, A. Okamoto Journal of Crystal Growth, vol. 278, p. 614-618 (2005)
2. A.D. Karter, J.J. Law, A.C. Gossard, M.J. Rodwell, 69 Device Research Conference (2011)
3. P. D. Wang, S. N. Holmes, R. A. Stradling, Semicond. Sci. Technol. vol. 7 p 767 (1992)

**ТЕХНОЛОГИЯ ЭПИТАКСИИ И СТРУКТУРНОЕ СОВЕРШЕНСТВО
КОМПОЗИТНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ InGaAs/InAlAs
С НАНОВСТАВКАМИ InAs**

**Г.Б. Галиев¹, *А.Н. Клочков¹, Е.А. Климов¹, С.С. Пушкарев¹, А.Л. Васильев^{3,4},
М.Ю. Пресняков³, И.Н. Трунькин³, И.С. Васильевский²**

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

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

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

⁴Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,
119333, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 59

В последнее время широко исследуется возможность улучшения параметров электронного транспорта модулированно-легированных InGaAs/InAlAs наногетероструктур (ГС) путем использования композитных или варизонных квантовых ям (КЯ). Конструкцию ГС оптимизируют введением нескольких функциональных субслоев нанометровых размеров, которые модифицируют электронный и фононный спектр, концентрацию электронов, распределение электронной плотности, механизмы рассеяния. Из-за усложнения технологии эпитаксиального роста многослойной ГС влияние перечисленных эффектов на электронный транспорт конкурирует со снижением структурного совершенства КЯ.

В данной работе представлено исследование влияния технологических условий роста (давления мышьяка - P_{As}) на электрофизические и структурные свойства двусторонне-легированных InGaAs/InAlAs ГС с InAs нановставками в КЯ. Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках InP (1 0 0) и различались только конструкцией и условиями роста КЯ толщиной 16.8 нм. КЯ образца 861 – однородный слой $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, КЯ образцов 865 и 867 содержали центральные нановставки InAs толщиной 4 нм. Образцы 865 и 867 различались только P_{As} , используемым при эпитаксии InAs нановставок (отношение давлений элементов As и In 16 и 54, соответственно).

В таблице представлены холловские подвижность μ_e и концентрация n_S электронов в КЯ образцов. Использование нановставок InAs приводит к увеличению μ_e и n_S . Согласно результатам зонного моделирования, концентрация электронов в образцах с нановставками увеличивается из-за увеличения глубины КЯ. Нановставка формирует дополнительную КЯ, которая захватывает электроны. Вследствие этого, эффективная масса и подвижность электронов в образцах 865 и 867 возрастают. Однако, подвижность в обр. 865 и 867 существенно различается (особенно при низкой температуре).

Электrofизические параметры образцов

Образец	$\mu_e, \text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$		$n_s, 10^{12} \text{cm}^{-2}$	
	300 К	77 К	300 К	77 К
#861	8390	20400	2.61	2.38
#865	9780	30300	3.24	2.74
#867	9110	21800	2.85	2.46

Структурное совершенство образцов можно оценить по рис. 1, на котором представлены высокоразрешающие снимки областей КЯ, полученные на сканирующем просвечивающем электронном микроскопе методом высокоуглового темнопольного рассеяния электронов (англ. HAADF), и соответствующие пространственные профили интенсивности сигнала. Нановставка обр. 865 отчетливо выражена, имеет четкие верхнюю и нижнюю гетерограницы InGaAs/InAs. Напротив, нановставка обр. 867 существенно неоднородна по ширине, её верхняя гетерограница InAs/InGaAs непланарна и имеет высокую шероховатость. Это, по-видимому, привело к снижению подвижности электронов в обр. 867. Наблюдаемые различия структуры InAs нановставок могут быть связаны с давлением мышьяка во время роста. Высокое P_{As} для обр. 867 могло ограничить темпы поверхностной миграции атомов Ga и In во время эпитаксиального роста и привести к неоднородному по поверхности встраиванию элементов в решетку.

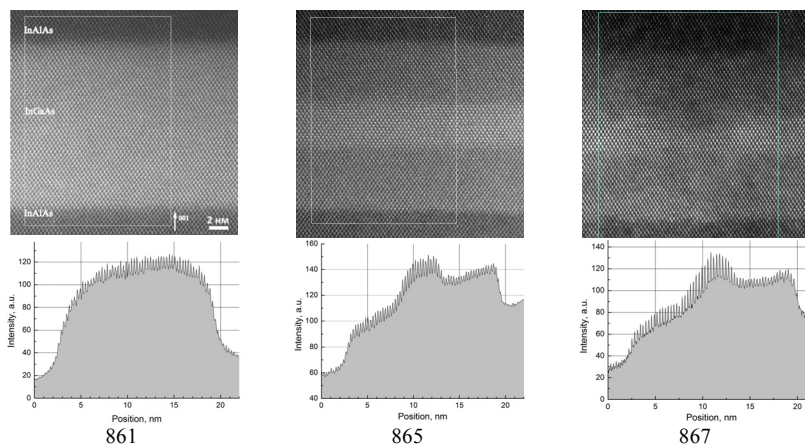


Рис. 1. Высокоразрешающие HAADF изображения области КЯ и соответствующие пространственные профили интенсивности HAADF сигнала

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МOCVD ТЕМПЛЕЙТОВ GaN НА САПФИРЕ
В КАЧЕСТВЕ ПОДЛОЖЕК ДЛЯ РОСТА НИТРИДНЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУР МЕТОДОМ АММИАЧНОЙ
МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ**

***М.Л. Занавескин¹, А.А. Андреев¹, Ю.В. Грищенко¹, И.О. Майборода¹,
В.В. Москвин¹, П.А. Перминов¹, Ю.Н. Свешников², Ю.В. Федоров³**

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123098, г. Москва, пл. Академика Курчатова, дом 1,
e-mail: znaveskin.maxim@gmail.com

²Закрытое акционерное общество «Элма-малахит»
124460, г. Москва, Зеленоград, проезд 4922, стр. 3, корп. 4

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр.5

Одной из главных проблем в получении гетероструктур нитридов является необходимость использования в качестве подложек для роста материалов, несогласованных с нитридом галлия по параметру решетки. Использование МOCVD темплейтов GaN на сапфире для роста структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии дает возможность осуществлять гомоэпитаксиальный рост на согласованных по параметру решетки подложках. Благодаря высоким по сравнению с другими методами осаждения нитридов температурам ростовых процессов в МOCVD реакторах можно получить пленки GaN, обладающие высоким структурным совершенством и атомарно гладким рельефом. Кроме того, метод газофазной эпитаксии обладает большей производительностью по сравнению с МЛЭ, поэтому совместное использование этих двух методов является перспективным для массового производства гетероструктур.

В данной работе проведено исследование процессов осаждения нитридных эпитаксиальных пленок на МOCVD темплейты GaN на сапфире методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии. В процессе осаждения производилось наблюдение за образцами методами дифракции быстрых отраженных электронов (RHEED) и лазерной интерферометрии. Характеризация поверхности полученных образцов проводилась с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ), измерены электрофизические характеристики структур с двумерным электронным газом: подвижность и слоевая концентрация носителей заряда в двумерном электронном газе и распределение объемной электронной плотности по глубине.

Установлено значительное влияние параметров осаждения на морфологию поверхности (рис.1) и электрофизические характеристики полу-

ченных структур. На основе полученных структур были изготовлены транзисторные структуры. Благодаря улучшению морфологии рельефа и использованию невжигаемых омических контактов с низким слоевым сопротивлением изготовленные транзисторы при измерении параметров продемонстрировали F_t 70 ГГц и F_{max} 144 ГГц.

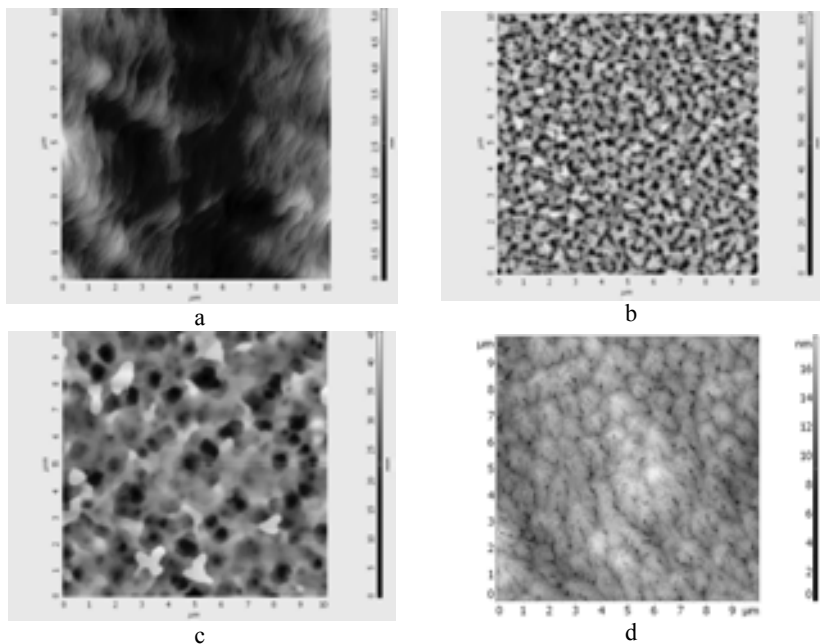


Рис. 1. АСМ изображения поверхности темплейта (а) со среднеквадратичной шероховатостью 1 нм и дороженных структур со среднеквадратичной шероховатостью (б) 13.9 нм, (с) 5.5 нм; (д) 1,5 нм

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ПАРАМЕТРЫ РНЕМТ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР

**Э.Ю. Козловский^{1,2}, Б.И. Селезнев¹*

¹Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого
173003, г. Великий Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская, д.41,
e-mail: Boris.Seleznev@novsu.ru

²ЗАО “НПП “Планета-Аргалл”

173004, г. Великий Новгород, ул. Федоровский ручей, 2/13,
e-mail: strelok.nov@gmail.com

Полевые транзисторы на основе гетероструктур GaAs рНЕМТ в настоящее время являются наиболее распространенным типом активных элементов, используемых при разработке и изготовлении МИС СВЧ диапазона [1].

Реализация устройства по монолитной технологии, как правило, исключает возможность последней подстройки схемы и, соответственно, требует от разработчика учета влияния технологических факторов на параметры МИС исходя из комплекса требований, предъявляемых к устройству в целом и активному элементу в отдельности.

На рис. 1 представлена типовая конструкция GaAs рНЕМТ с указанием типовых слоев гетероструктуры и электродов транзистора.

В настоящей работе проведен анализ ряда технологических особенностей изготовления рНЕМТ транзистора, наиболее сильно влияющих на его характеристики:

- формирование омического контакта (ОК);
- травление подзатворной области;
- формирование субмикронного затвора.

В качестве исходного материала для изготовления полевого транзистора использовались гетероструктуры рНЕМТ со слоевой конфигурацией (Al, In)GaAs/GaAs. Толщина активных слоев структуры составляет 160 нм, включая 70 нм контактного n^+ -слоя.

Метод формирования рисунка омического контакта - “взрывная” литография. Расстояние сток-исток 2,8-3,0 мкм.

При величине контактного сопротивления менее $(2\div 5) \cdot 10^{-6}$ Ом·см² его влияние на параметры транзистора минимально. В противном случае на-

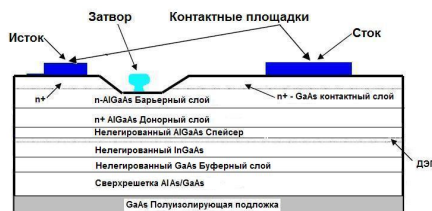


Рис. 1. Конструкция GaAs рНЕМТ

блюдается существенное уменьшение максимального начального тока стока и увеличение его разброса по площади пластины, что усложняет проведение операции углубления затвора (первая корректировка) с контролем тока стока на каждом шаге травления.

В качестве металлизации ОК используется система Au/Ge/Ni/Au суммарной толщиной 130 нм. Режимы вжигания составляют: нагрев до 475 °C в течение 45 секунд и вжигание ОК в течение 45 секунд.

Травление подзатворной области выполняется в два этапа:

- первая корректировка (травление контактного n^+ -слоя GaAs) по маске фоторезиста;

- вторая корректировка (травление барьерных n -слоев GaAs и AlGaAs) через субмикронное окно в слое диэлектрика.

Травление на первой корректировке (глубина и геометрия размещения в области сток-исток) оказывают существенное влияние на пробивные напряжения транзистора, а также на минимальный коэффициент шума транзистора и крутизну ВАХ вследствие влияния на паразитное сопротивление в цепи истока. Асимметричное (со смещением к истоку) размещение углубления под затвор позволяет получить на структурах рНЕМТ следующее соотношение пробивных напряжений: $U_{зи}=2-3$ В и $U_{зс}=7-9$ В. Кроме того, по сравнению с симметричным размещением углубления затвора подобная технология позволяет увеличить коэффициент усиления на величину до 1 дБ и уменьшить коэффициент шума на 0,3-0,5 дБ.

Вторая корректировка тока существенным образом определяет такие параметры как начальный ток стока, напряжение отсечки и крутизна ВАХ.

В зависимости от глубины залегания затвора возможно получение транзисторов с существенно различными статическими и динамическими параметрами на одной конструкции гетероструктуры, в том числе и получение нормально-закрытых транзисторов.

Использование Т-образного затвора с длиной 0,25-0,35 мкм позволяет изготавливать транзисторы с рабочими частотами до 40 ГГц.

Принимая во внимание факторы, влияющие на параметры транзисторных структур, были разработаны и изготовлены МИС СВЧ различных типов: маломощный усилитель, смеситель частоты и драйвер управления, позволяющий преобразовывать управляющий сигнал ТТЛ уровня в параллельный код (0/-5) / (-5/0) В.

Литература

1. Козловский, Э.Ю. СВЧ МИС МШУ на основе наногетероструктур GaAs рНЕМТ / Э.Ю. Козловский, А.М. Осипов, Б.И. Селезнев // Системы и средства связи, телевидения и радиовещания. – 2013. – №1, 2. – С. 134-137.

**ТЕСТОВЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ
АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР НА ПЛАСТИНЕ**

****Г.О. Тимофеев¹, М.В. Драгут¹, О.А. Лукьянцев¹, Б.И. Селезнёв²***

¹*ОАО «ОКБ-Планета»*

173004, г. Великий Новгород, ул. Фёдоровский ручей, д. 2/13,

e-mail: gleb-nov@yandex.ru

²*Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого
173000, г. Великий Новгород, ул. Б. Санкт-Петербургская, д. 41*

В работе рассмотрены процессы формирования тестового модуля для зондовых и оптических методов контроля арсенид-галлиевых микро- и наноструктур на пластине, проведено технологическое опробование и измерены основные параметры в ходе технологического процесса изготовления монолитной интегральной схемы (МИС) на GaAs.

В настоящее время ужесточились требования к контролю статических и СВЧ характеристик в процессе изготовления приборов на GaAs, а производство высококачественных микроэлектронных изделий требует наличия объективных критериев пригодности исходного полужизлирующего GaAs [1]. Возникает необходимость в разработке удобных экспресс методов контроля параметров микроэлектронных приборов. Целью данной работы является разработка и формирование тестового модуля для зондовых и оптических методов контроля арсенид-галлиевых микро- и наноструктур на пластине в ходе технологического процесса изготовления МИС на GaAs. Работа выполнялась на предприятии ОАО «ОКБ-Планета», Великий Новгород.

Контроль статических и СВЧ параметров арсенид-галлиевых микро- и наноструктур проводился при помощи комплекса современного оборудования, включающего зондовую станцию Cascade Microtech Summit 12000, измеритель параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500, анализатор цепей Agilent N5230, а также специально изготовленный двухволновый лазерный модуль для оценки качества исходных полупроводниковых структур на GaAs.

Тестовые модули представляют собой набор структур для зондовых и оптических методов контроля непосредственно на пластине. Они форми-

руются по всей площади пластины одновременно с кристаллами МИС. Элементы тестового модуля должны соответствовать по параметрам аналогичным элементам МИС. Микрофотография разработанного тестового модуля с цифровой камеры зондовой станции представлена на рис. 1.

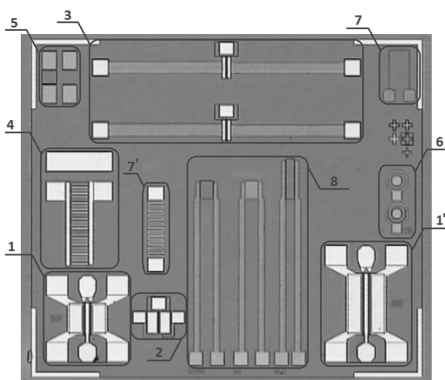


Рис. 1. Микрофотография разработанного тестового модуля с цифровой камеры зондовой станции

- 1, 1'- структуры ПТШ с шириной затвора 300 мкм (1) и 600 мкм (1');
- 2- структура ПТШ с шириной затвора 100 мкм (оценка величины фотолитографии);
- 3- структуры ПТШ с шириной затвора 100 мкм (контроль уровня тока I_d при формировании проводящего канала полевых транзисторов);
- 4- диод Шоттки, представляющий собой гребенчатую структуру площадью контакта Шоттки 12600 мкм²;
- 5- структуры для контроля слоевого сопротивления в ходе технологического процесса изготовления МИС;
- 6- структуры для контроля сопротивления изоляции;
- 7, 7'- структуры для контроля удельного поверхностного сопротивления сплава и металлизации;
- 8- структуры для корректировки номиналов резисторов, используемых в МИС.

Тестовые транзисторные структуры ПТШ использовались также в ходе анализа качества полужизолирующей подложки с применением подсветки на длинах волн 1.06 и 1.3 мкм, соответствующих энергетическому положению глубоких уровней в GaAs (метод полевого фототранзистора). Для примесной подсветки использовался двухволновый лазерный модуль [2].

Таким образом, был разработан и опробован тестовый модуль для контроля статических и СВЧ параметров микро- и наноструктур на этапах технологического процесса изготовления МИС на GaAs.

Литература

1. Формирование и исследование СВЧ полевых транзисторов на основе гетероструктур GaAs/GaAlAs/GaAs / Селезнёв Б.И., Романов В.Л., Мозгунов А.Ф., Швецов В.Н., Штейнгарт А.П. // Известия высших учебных заведений. Электроника – 2003. Вып. 2. С. 32 – 39.
2. Зондовые и оптические исследования микро- и наноструктур на основе арсенида галлия / Селезнёв Б.И., Ионов А.С., Петров А.В., Козловский Э.Ю., Тимофеев Г.О. // Вестник Новгородского государственного университета. Сер. Технич. Науки -2011, №65, С. 31- 36.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ ПРОЦЕССОВ МЕТАЛЛИЗАЦИИ

**Ю.А. Концевой*, Н.Б. Гладышева, Ю.И. Завадский,
Д.Б. Капров, Ю.В. Колковский**

ОАО "НПП "Пульсар"

105187, г. Москва, Окружной проезд, дом 27, e-mail: kontsevoy@pulsarnpp.ru

Нанесение тонких пленок металлов – одна из основных операций в технологии полупроводниковых приборов и микросхем, в частности – при изготовлении СВЧ транзисторов на широкозонных полупроводниковых гетероструктурах типа AlGaIn/GaN/SiC [1-3]. Для СВЧ транзисторов омические контакты выполняют на основе многослойной металлизации. Оптимизация омических контактов необходима для уменьшения паразитных проходных сопротивлений истока и стока НЕМТ-приборов. Наиболее распространенной парой металлов для омического контакта является структура Ti/Al. Тонкие слои металлов напыляют последовательно один на другой. В частности применяется система Ti(200Å)/Al(200Å)/Ni(400Å)/Au(400Å) с последующим отжигом в атмосфере азота при температуре 830°C в течение 30 с. Изготавливаются также контакты Ti(150Å)/Al(900Å)/Mo(450Å)/Au(550Å) [4] и др.

В основу метода был положен метод эллипсометрии [5].

В настоящем докладе представлена разработанная эллипсометрическая методика, позволяющая определять толщину наносимых металлических пленок и определять качество этих пленок.

Металлические пленки наносились на полированную сторону пластин сапфира, вторая сторона которых являлась матовой. Эти пластины использовались в качестве контрольных образцов в том же процессе, в котором металлические пленки наносились на заготовки полупроводниковых приборов.

Была разработана эллипсометрическая программа [6], позволяющая определять толщину и оптические константы – показатель преломления n и коэффициент экстинкции k тонких металлических пленок, наносимых в процессе металлизации на контрольные образцы. Предварительно при помощи лазерного эллипсометра L1165300 фирмы "Gartner" определялись на контрольном образце с металлизацией, непрозрачной для лазерного излучения с длиной волны 0,6328 мкм, эллипсометрические параметры ψ и Δ [7], затем строилась кривая $\Delta=f(\psi)$. Далее на "тонких" образцах с толщиной металлизации порядка 100-400Å определялись эллипсометрические параметры $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$. Эти эллипсометрические параметры сравнивались с кривой $\Delta=f(\psi)$. Если они совпадали с точками на кривой $\Delta=f(\psi)$, это означало, что оптические константы тонких и толстой пленок совпадают, и при этом можно было с высокой точностью определять толщину тонкой металлической пленки. Если параметры $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$ отклонялись от кривой $\Delta=f(\psi)$, то

толщина тонкой пленки определялась с погрешностью порядка 5-10%. При этом разработанная программа позволяла, помимо толщины, определять и оптические константы тонких металлических пленок.

На рис 1 в качестве примера приведена $\Delta=f(\psi)$ кривая с отложенными на ней или вблизи нее эллипсометрическими параметрами $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$ для четырех тонких пленок титана.

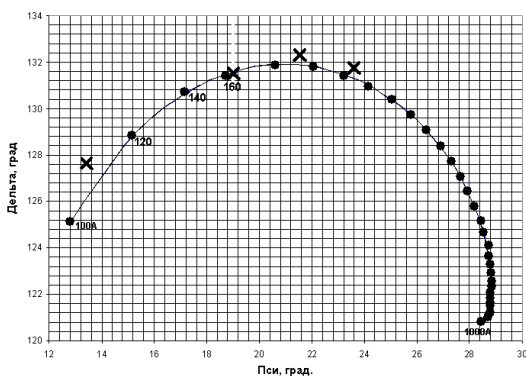


Рис.1 Эллипсометрическая кривая $\Delta=f(\psi)$ с отложенными на ней параметрами $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$ (крестики) образцов с тонким слоем титана

Видно, что толщины трех образцов равны 162Å , 196Å и 225Å , тогда как для более тонкой металлизации толщина образца близка к 110Å .

В докладе обсуждаются причины различия оптических параметров для толстых и тонких пленок металлизации.

Литература

1. Куэй Р. // Электроника на основе нитрида галлия. Москва: Техносфера. 2011. – 592 с.
2. Васильев А.Г., Колковский Ю.В., Концевой Ю.А. // СВЧ приборы и устройства на широкозонных полупроводниках. Москва: Техносфера. 2011. – 416 с.
3. Васильев А.Г., Колковский Ю.В., Концевой Ю.А. // СВЧ транзисторы на широкозонных полупроводниках. Учебное пособие. Москва: Техносфера. 2011. – 256 с.
4. Yue Hao, Ling Yang, Xiaohua Ma et al.//IEEE Electron Device Lett. 2011. V32, No5, p.626.
5. 2. Азам Р, Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. М.: Мир, 1981, 583 с.
6. Гуськов Б.Л., Завадский Ю.И., Концевой Ю.А. Программа поиска значений оптических констант поглощающего слоя структуры по измеренным характеристикам поляризации отраженного излучения (ОПТ-MIN.BAS) Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2011617200 RU. ОБПБТ №4(77), 20.12.2011.

**ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ТОНКИХ АЛЮМИНИЕВЫХ ПЛЕНОК
ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИМ СПОСОБОМ****Ю.А. Концевой^{*1}, К.Д. Ванюхин², Р.В. Захарченко², Л.А. Сейдман²**¹ОАО "НПП "Пульсар"105187, г. Москва, Окружной проезд, дом 27, e-mail: kontsevov@pulsarnpp.ru²ИФЯЭ НИЯУ «МИФИ»115409, Москва, Каширское шоссе д.31, e-mail: seid1@yandex.ru

Нанесение тонких пленок металлов – одна из основных операций в технологии полупроводниковых приборов и микросхем [1-3]. При этом представляет интерес разработка неразрушающего метода контроля толщины тонких пленок. В основу предложенного метода был положен метод эллипсометрии [4].

В настоящем докладе представлена разработанная эллипсометрическая методика, позволяющая определять толщину наносимых металлических пленок и определять качество этих пленок.

Металлические пленки наносились на полированную сторону пластин сапфира, вторая сторона которых являлась матовой. Эти пластины использовались в качестве контрольных образцов в том же процессе, в котором металлические пленки наносились на заготовки полупроводниковых приборов.

Была разработана эллипсометрическая программа [5], позволяющая определять толщину и оптические константы – показатель преломления n и коэффициент экстинкции k тонких металлических пленок, наносимых в процессе металлизации на контрольные образцы. Предварительно при помощи лазерного эллипсометра L1165300 фирмы "Gartner" определялись на контрольном образце с металлизацией, непрозрачной для лазерного излучения с длиной волны 0,6328 мкм, эллипсометрические параметры ψ и Δ [5], затем строилась кривая $\Delta=f(\psi)$. Далее на "тонких" образцах с толщиной металлизации порядка 100–400Å определялись эллипсометрические параметры $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$. Эти эллипсометрические параметры сравнивались с кривой $\Delta=f(\psi)$. Если они совпадали с точками на кривой $\Delta=f(\psi)$, это означало, что оптические константы тонких и толстой пленок совпадают, и при этом можно было с высокой точностью определять толщину тонкой металлической пленки. Если параметры $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$ отклонялись от кривой $\Delta=f(\psi)$, то толщина тонкой пленки определялась с погрешностью порядка 5-10%. При этом разработанная программа позволяла, помимо толщины, определять и оптические константы тонких металлических пленок.

На рис. 1 в качестве примера приведена $\Delta=f(\psi)$ кривая с отложенными на ней или вблизи нее эллипсометрическими параметрами $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$ для двух тонких пленок алюминия.

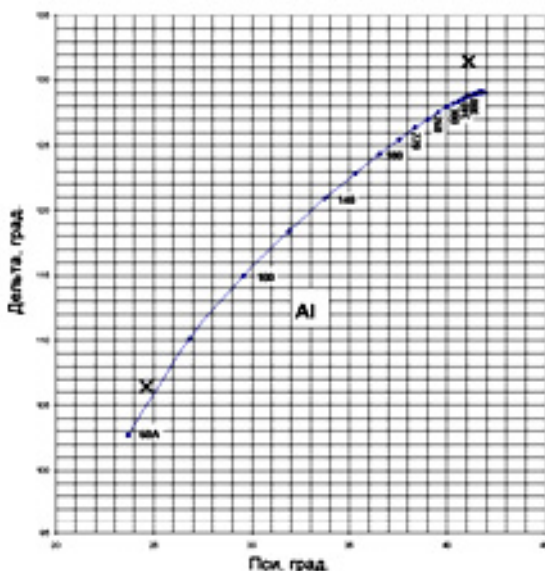


Рис.1. Эллипсометрическая кривая $\Delta=f(\psi)$ с отложенными на ней параметрами $\psi_{то}$ и $\Delta_{то}$ (крестики) образцов с тонким слоем алюминия

Видно, что толщины двух образцов равны 60\AA и 400\AA . Измерения при помощи алмазного профилометра привели к значениям 100\AA и 400\AA .

Литература

1. Куэй Р. // Электроника на основе нитрида галлия. Москва: Техносфера. 2011. – 592 с.
2. Васильев А.Г., Колковский Ю.В., Концевой Ю.А. // СВЧ приборы и устройства на широкозонных полупроводниках. Москва: Техносфера. 2011. – 416 с.
3. Васильев А.Г., Колковский Ю.В., Концевой Ю.А. // СВЧ транзисторы на широкозонных полупроводниках. Учебное пособие. Москва: Техносфера. 2011. – 256 с.
4. 2. Азам Р, Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. Пер. с англ. М.: «МИР», 1981, 583 с.
5. Гуськов Б.Л., Завадский Ю.И., Концевой Ю.А. Программа поиска значений оптических констант поглощающего слоя структуры по измеренным характеристикам поляризации отраженного излучения (ОПТ-MIN.BAS) Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2011617200 RU. ОБПБТ №4(77), 20.12.2011.

**АНАЛИЗ InGaAs/InAlAs ГЕТЕРОСТРУКТУР
С НАНОМЕТРОВЫМИ ВСТАВКАМИ InAs МЕТОДОМ
МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ**

***В.В. Сарайкин¹, А.Н. Клочков¹, Г.Б. Галиев¹, Е.А. Климов¹, С.С. Пушкарев^{1,2},
И.С. Васильевский², А.Л. Васильев^{3,4}**

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

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

³ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

⁴ Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,
119333, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 59

Метод вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) широко используется для элементного анализа по глубине полупроводниковых структур. Особенностью метода ВИМС является искажение истинных профилей распределения элементов по глубине, проявляющееся в уширении и сдвиге экспериментальных профилей, что усложняет анализ тонких слоев (<10 нм). Искажение вызвано эффектом «кратера», перемешиванием атомных слоев, развитием шероховатой морфологии поверхности при бомбардировке пучком первичных ионов, а также матричным эффектом. Аналитически искажение профиля элементов описывается сверткой истинного профиля $N(z)$ элемента с функцией разрешения по глубине $g(z)$:

$$\frac{I(z)}{I_0} = \int g(z - z_0)N(z_0)dz_0, \quad (1)$$

где $I(z_0)/I_0$ – нормированный экспериментальный профиль.

В данной работе исследуются возможности метода ВИМС для анализа дельта-легированных полупроводниковых ГС с композитной квантовой ямой (КЯ) InAlAs/InGaAs/InAs/ InGaAs/InAlAs. Для распыления использовались ионы O_2^+ с энергией 1.5 кэВ при угле падения 70° . Также геометрия слоев ГС исследовалась на сканирующем просвечивающем электронном микроскопе методом высокоуглового темнопольного рассеяния электронов.

На рис. 1 представлены экспериментальные профили Al, Ga и Si для образца 497. По представленным профилям ВИМС можно оценить ширину КЯ L_{QW} и верхнего InAlAs барьера L_{Bar} , распределение атомов Si в структуре и ширину спейсера.

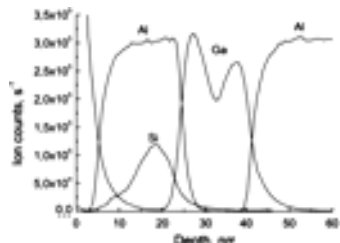


Рис. 1. Экспериментальные профили ВИМС Al, Ga, Si для образца 497

Большое размытие профилей элементов, в том числе гетерограниц и профиля Si, затрудняют оценку геометрических параметров ГС. Для увеличения пространственного разрешения метода экспериментальные профили были обработаны при помощи выражения (1). Функция разрешения по глубине определялась по экспериментальному профилю Al в предположении, что гетерограницы InAlAs/InGaAs являются резкими. На рис. 2 представлены измеренные профили $I(z)$, а также подгоночные и восстановленные $N(z_0)$ по форм. (1) профили элементов Al и Si для обр. 497.

Таблица 1

Толщина КЯ и верхнего барьера InAlAs, измеренные методами ВИМС и ПЭМ

Образец	ВИМС		ПЭМ	
	L_{QW} , нм	L_{Bar} , нм	L_{QW} , нм	L_{Bar} , нм
496	17.7	19.2	19.1	17.6
497	17.4	19	19.5	19.4
500	17.8	19.1	19.0	17.5
501	17.5	19.8	18.5	17

Определенные при помощи описанной процедуры толщины слоев – КЯ и барьера InAlAs - представлены в таблице, а также для сравнения – данные ПЭМ. Как видно, данные ВИМС дают заниженную оценку для толщины InGaAs слоя и завышенную оценку для InAlAs. Такая систематическая погрешность вызвана различной скоростью распыления InGaAs и InAlAs твердых растворов.

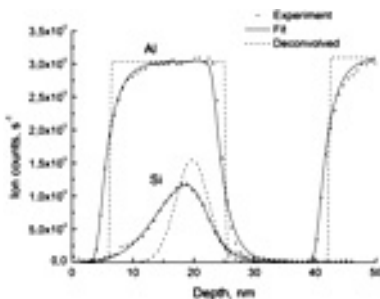


Рис.2. Экспериментальный, подгоночный и восстановленный профили Si и Al обр. 497

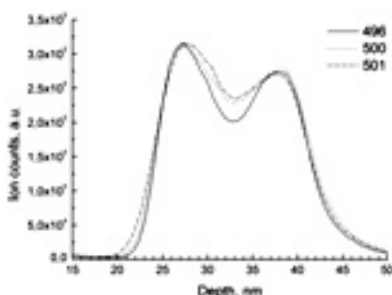


Рис.3. Экспериментальные профили Ga в обр. 496, 500 и 501

Форма профиля Ga в области КЯ указывает на присутствие нановставок. На рис. 3 представлены профили Ga для образцов 496, 500 и 501, различающихся толщиной вставки, которая составляет 3, 2.1 и 1.7 нм, соответственно. Глубина провала в профиле Ga в центре КЯ коррелирует с толщиной вставки InAs. Из-за сильного матричного эффекта по экспери-

ментальному профилю In (не представлен) сложно оценить истинное распределение этого элемента по глубине.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСТОТЫ АЗОТА МЕТОДОМ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

**С.С. Лебедев, А.В. Волосов*

*Институт функциональной ядерной электроники НИЯУ МИФИ
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: asuncion610@mail.ru*

В настоящее время для формирования пленок Si_3N_4 методом плазменно-стимулированного осаждения из газовой фазы (PECVD) в реакторе диодного типа применяются следующие газы: SiH_4 , NH_3 , N_2 . Чистота азота, особенно в отношении содержания кислорода, имеет большое значение. При значительном наличии кислорода образуется оксинитрид [1]. Поэтому определение чистоты азота является важной задачей.

В установке имеется спектрометр фирмы Verity SD1024, который позволяет записывать эмиссионный спектр плазмы. При измерении спектров было установлено, что амплитуда характеристических пиков кислорода на два порядка ниже амплитуды пиков спектра азота. То есть интенсивность пиков кислорода на фоне спектра азота не может быть определена. Спектр чистого азота и спектр кислорода изображены на рис. 1 и 2, соответственно.

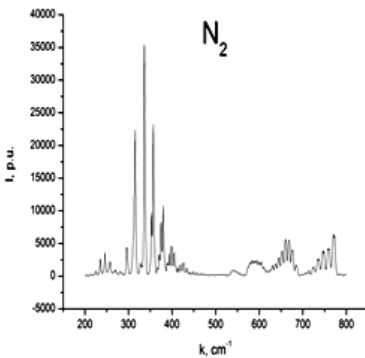


Рис.1. Спектр азота

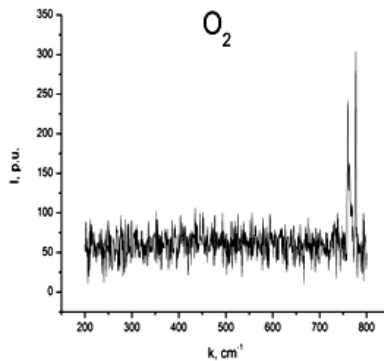


Рис.2. Спектр кислорода

В то же время присутствие кислорода в азоте сильно снижает интенсивность его характеристических пиков. На рис. 3 изображены спектр чистого азота и спектр азота с добавлением 5% содержания кислорода.

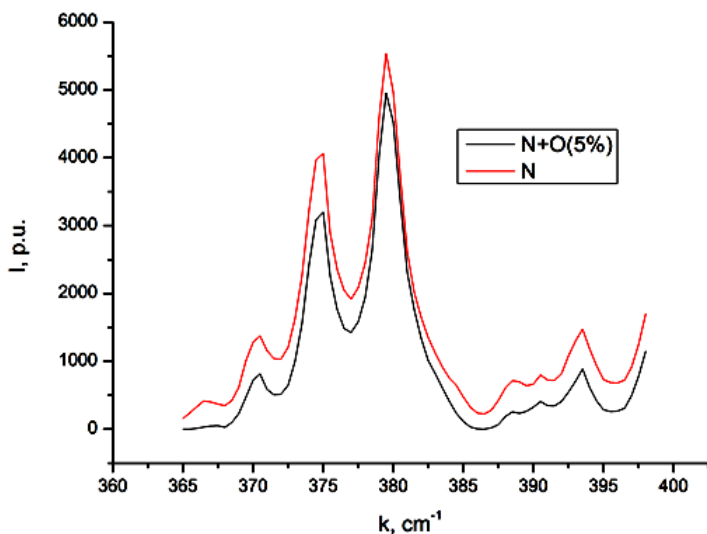


Рис.3. Спектр чистого азота и азота с содержанием 5% кислорода

В работе предложено использовать снижение интенсивности излучения плазмы азотного тлеющего разряда для контроля его чистоты. На примере кислорода определена зависимость интегральной светимости азота тлеющего разряда от содержания кислорода. Показано, что эти зависимости можно использовать для определения чистоты азота.

Литература

1. Zhang, Ailing Fabrication and characterization of PECVD oxynitride rectangular and rib optical waveguides // Optoelectronics, Proceedings of the Sixth Chinese Symposium. DOI: 10.1109/COS.2003.1278181 (2003).

**ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ НАПРАВЛЕННОГО КОГЕРЕНТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НАГРЕТЫХ ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

****Ю. Пожела^{1,2}, К. Пожела¹***

*¹Институт физики полупроводников Центра физических и технологических наук,
Литва, 01108 г. Вильнюс, Улица Гоштаута, дом 11, e-mail: pozela@pfi.lt*

*²Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 5, e-mail: gold@mail.ru*

Мощность теплового излучения нагретого до 10^3 К тела в ТГц диапазоне (1-15 ТГц) превышает 10^{-2} Вт/см².

Однако тепловое излучение в ТГц диапазоне является некогерентным и с неопределенным спектром по направлению распространения от поверхности полупроводника в пространстве, что делает его неприемлемым для использования во многих приложениях для целей ТГц спектроскопии.

Рассмотрены возможности извлечения из теплового излучения горячей тела полезного когерентного и направленного излучения в ТГц диапазоне частот.

Для этого использованы особенности отражения, поглощения и эмиссии ТГц излучения в полярных полупроводниках (GaAs, InP, AlGaAs, InGaAs, InAlAs), обусловленные резонансным взаимодействием с термостимулированными поверхностными фононами и плазмонами (SSP).

Показано, что регулирование частоты поверхностных плазмон-фононов путем увеличения плотности плазмы свободных электронов позволяет выделить из спектра теплового излучения горячей полупроводниковой пластины узкую полосу когерентного излучения,

На рис. 1 показано термостимулированное излучение сильно легированного полупроводника GaAs ($n_p=4 \cdot 10^{18}$ см⁻³) на частоте 7,6 ТГц поверхностных плазмон-фононов.

На рис. 2 показаны спектры ТГц отражения от пластины тройного соединения Al_{0,2}Ga_{0,8}As.

Максимумы $R(\omega)$ соответствуют частотам поперечных ПО фононов бинарных составляющих GaAs и AlAs тройного соединения, минимумы $R(\omega)$ имеют место при частотах поверхностных плазмон-фононов. Этим часто-

там соответствуют максимумы термостимулированной эмиссии нагретого тела. Сильное уменьшение $R(\omega)$ от температуры образца наблюдается при косом (28°) падении ТГц излучения на пластину AlGaAs (рис.2).

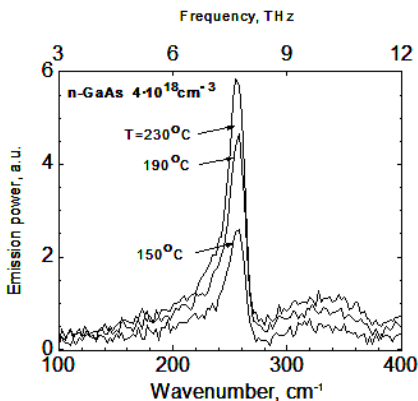


Рис. 1. Спектр термостимулированного ТГц излучения GaAs пластины.

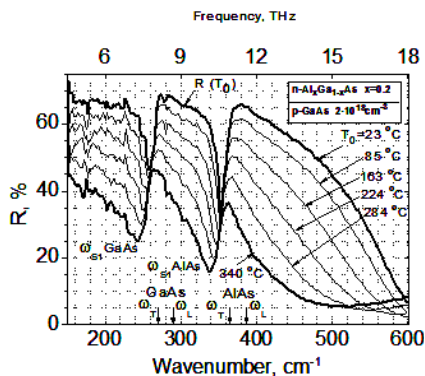


Рис. 2. Спектр термостимулированного ТГц отражения от AlGaAs пластины.

Это мы связываем с поглощением рассеяния ТГц излучения на поверхностных плазмон-фононах.

Важно отметить, что при нормальном (перпендикулярном к плоскости поверхности) падении ТГц излучения коэффициент отражения $R(\omega)$ не зависит от температуры. В соответствии с уменьшением коэффициента отражения ТГц излучения при угле падения 26° с ростом температуры, поток термостимулированной эмиссии ТГц излучения (через окно поверхностных плазмон-фононов) оказывается направленным перпендикулярно к поверхности пластины.

Литература

1. J. Pozela, K. Pozela, A. Silenas, E. Sirmulis, V. Juciene, Appl Phys Letters A **110**, No1, p. 153 (2013).

СПИНТРОНИКА: ЛОГИКА И ПАМЯТЬ НА ОСНОВЕ НАНОМАГНИТОВ***А. Кожанов**

*Центр Нано Оптики, Физический факультет,
Государственный университет Джорджии 25 Park pl, rm.605, г. Атланта, США,
e-mail: akozhanov@gsu.edu*

Интенсивное развитие нанотехнологий в электронике послужило поводом к бурному развитию вычислительной техники. Уменьшение размеров транзистора приводило к росту частоты их переключения. Однако с уменьшением размера вычислительных элементов возникли проблемы, связанные с теплоотводом, а так же и с физическим пределом скейлинга, при котором на параметры прибора влияет дискретность вещества и туннельные явления. В настоящий момент критическим является поиск дальнейших путей развития как вычислительных элементов, так и элементов хранения информации. Один из возможных сценариев развития предлагает спинтроника, в физической основе использующая динамику магнитного момента для переноса и хранения информации и использующая магнитные свойства материалов в вычислительных операциях [1].

Современная спинтроника развивается по двум крупным направлениям: управление спин-поляризованным током в полупроводниковых и металлических структурах, и исследования динамики намагниченности в структурированных магнитных пленках. В докладе будет освещено современное состояние исследований, посвященных созданию вычислительных элементов и элементов памяти на основе наноразмерных магнитных элементов [2].

Основой магнитного представления информации является ориентация локального направления магнитных моментов. Анизотропия формы и кристаллическая магнитная анизотропия определяет намагниченность структурированной магнитной пленки. Передача информации по магнитным нано-элементам может происходить с помощью перемещения доменной стенки или посредством спиновых волн. Оба процесса имеют довольно малые скорости (порядка скорости звука) и, поэтому, в микроструктурах не обеспечивают высокого быстродействия. Однако в наномасштабах (100-500нм) контролируемое взаимодействие наноразмерных магнитов, перемещение доменных стенок, переключение между основными состояниями сложных магнитных структур, а так же интерференция спиновых волн, и нано-размерных структурах, позволяет избежать медленных процессов переноса и может быть использовано для проведения вычислительных операций. Оценки показывают, что магнитные вычислительные элементы будут значительно менее энергоемкими, нежели современные электронные вычислительные элементы. Возможность простой реализации мажоритарного логического элемента, а так же его энергонезависимость, делает магнитную логику конкурентно способной по сравнению с другими направлениями развития вычислительной техники.

На сегодняшний день предложены и экспериментально продемонстрированы различные магнитные вычислительные элементы. В данном докладе будет проведен обзор недавних результатов по разработке магнитных вычислительных элементов и элементов памяти: наномагнитной логики, логики на основе движения доменных стенок, спиново-волновой логики, логики на основе спинового вентиля и других.

Литература

1. Bader, S. D., and S. S. P. Parkin. "Spintronics." *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* 1.1 (2010): 71-88.
2. Dmitry E. Nikonov, Ian A. Young, "Overview of Beyond-CMOS Devices and A Uniform Methodology for Their Benchmarking", arXiv:1302.0244 [cond-mat.mes-hall] (2013).

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ НАНОРАЗМЕРНЫХ ТРЕУГОЛЬНИКОВ FENI НА ИХ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

*А.Е. Кожанов¹, *И.С. Васильевский², И.С. Еремин², О.С. Коленцова²,
Н.И. Каргин², М.Н. Стриханов²*

¹*Georgia State University 29 Peachtree Center Ave. RM 408, Atlanta, GA 30303*

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

Использование магнитных наноструктур для хранения и обработки информации является одним из наиболее перспективных направлений современной спинтроники. В магнитных наноструктурах распределение намагниченности зависит от топологии объекта, например, в наноразмерном треугольнике намагниченность вершин взаимосвязана, и направление намагниченности в одной из вершин может быть задано намагниченностью в двух других. Наноманитный треугольник является новейшей формой прибора, который может сочетать функции хранения информации и выполнения логических операций типа NAND/NOR.

В качестве материала был выбран мягкий ферромагнетик NiFe. Вариации формы и размера треугольника позволяют эффективно управлять устойчивостью основных магнитных состояний, то есть стабильностью хранения информации. Для оценки энергии магнитных состояний на заданной пространственной топологии элемента численно решалось уравнение Ландау-Лившица-Гильберта.

При моделировании изменялись 2 параметра – размер треугольника и степень вогнутости его стороны. Обнаружено, что существует два устойчивых состояния, характеризующиеся различным распределением намагниченности в треугольнике. Энергия состояний отличается в зависимости от топологии элемента. На рис. 1 приведены зависимости высоты энергетического барьера от объема элемента (левый график) и длины луча в случае сильной вогнутости сторон треугольника. Объем приведен как параметр вогнутости треугольника. Видно, что величина энергетического барьера между двумя состояниями приблизительно линейно убывает с ростом объема треугольника и возрастает при увеличении длины лучей, выходящих из углов треугольника. Это означает, что необходимая для устойчивой работы ячейки логики и памяти топология соответствует более вогнутому треугольнику.

Для создания массивов магнитных нанотреугольников различных размеров и формы в НИЯУ МИФИ разработана технология электронно-лучевой литографии, по которой созданы массивы 200x200 мкм² на под-

ложках Si₃N₄/Si с размерами треугольников от 100 нм до 500 нм и различной вогнутостью. Высокая точность изготовления (до $\delta < 6$ нм) обеспечивалась за счет оптимизации процессов экспонирования и проявления. Использовалось холодное проявление при $T=5$ °С. Для подбора дозы методом ИК-спектроскопии измерялась зависимость молекулярной массы облученного резиста от дозы экспонирования. Результатом работы является получение массивов элементов различной формы и размера с минимальной шириной линии 40 нм и расстоянием между ними, равным размеру элемента.

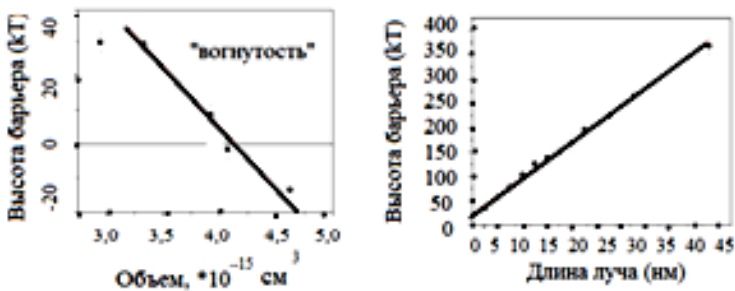


Рис.1. Зависимость высоты барьера от формы треугольников

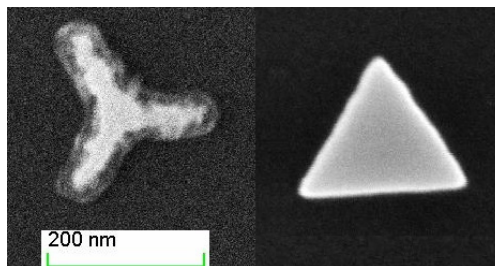


Рис.2. РЭМ сканы треугольников, изготовленных методом электронно-лучевой литографии

Проведены исследования морфологии массивов методами сканирующей микроскопии. Магнитные свойства массивов NiFe элементов исследованы при помощи эффекта Керра.

Литература

1. D.K.Koltsov, R.P.Cowburn, and M.E.Welland, Micromagnetics of ferromagnetic equilateral triangular prisms J. of Applied Physics 88, 5315 (2000); doi: 10.1063/1.1315618.

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОТЕЧЕСТВЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ**

Т.В. Рудакова*

*ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный университет»,
198504, Санкт-Петербург – Петродворец, Ульяновская ул., д. 3
e-mail: rudakova@pobox.spbu.ru*

Выдающиеся достижения отечественной науки вообще и физической науки в частности, являются результатом создания и развития уникальной интеллектуальной среды обучения и воспитания научных кадров, а начало этому процессу, с исторической прозорливостью, было положено Указом Императора Петра Великого от 1724 года о создании Академии наук, Академического университета и Академической гимназии.

Именно в Санкт-Петербургском государственном университете – преемнике Академического университета, в дальнейшем закладывались традиции, научные школы с высоким уровнем профессионального образования и широтой кругозора, ритмы умственно-духовной жизни, мироощущения, научного стиля, формирующего будущего ученого-творца.

Начиная с XVIII века, при создании отечественной физической науки эти традиции были заложены выдающимися европейскими и отечественными учеными Г.В. Лейбницем, Л. Эйлером, М.В. Ломоносовым [1].

Первый в России Физический институт был создан в 1901 году на базе кафедры физики физико-математического факультета университета. У истоков создания учебного процесса и становления физических научных школ с начала XIX века стояли известные физики Н.П. Щеглов, Э.Х. Ленц, Ф.Ф. Петрушевский, И.И. Боргман, О.Д. Хвольсон, А.И. Воейков, Д.С. Рождественский и многие другие.

Директором созданного Физического института был назначен профессор Ф.Ф. Петрушевский, передавший затем руководство институтом ректору университета, профессору И.И. Боргману. В первой половине XX века значительный вклад в организацию и развитие науки, в реорганизацию образования и привлечение в науку молодых ученых, возглавивших в дальнейшем всемирно известные научные школы, внес академик

Д.С. Рождественский - основатель Петербургской школы спектроскопии и оптики, руководивший Физическим институтом более 15 лет [2].

Новейшая история Физического института связана с именами выдающихся ученых, питомцев университета первой половины XX века: лауреатов Нобелевской премии, академиков Л.Д. Ландау, Н.Н. Семенова и А.М. Прохорова, профессоров А.А. Фридмана, В.Р. Бурсиана, В.К. Фредерикса, Ю.А. Круткова, Г.А. Гамова, Д.Д. Иваненко, М.П. Бронштейна и многих других.

Наибольший подъем отечественной науки связан с советским периодом, когда развитие образования, науки и техники стали государственным приоритетом. В Физическом институте зарождались и развивались крупнейшие отечественные научные школы в области теоретической и экспериментальной физики академиков В.А. Фока, В.И. Смирнова, А.Н. Теренина, А.А. Лебедева, Л.Д. Фаддеева, членов-корреспондентов АН СССР С.Э. Фриша, Е.Ф. Гросса, В.Н. Цветкова, Б.С. Желепова и других [3].

Всемирно известный физик-теоретик академик Владимир Александрович Фок (1898–1974) принадлежит к той блестящей плеяде физиков, которые определили лицо науки XX века. Вся творческая жизнь В.А. Фока была связана с университетом. Его научные интересы были исключительно широки. Квантовая механика и теория поля, квантовая химия, теория тяготения и теория дифракции – вот основные области теоретической физики, в которые Владимир Александрович внес фундаментальный вклад.

В настоящее время НИИ Физики имени академика В.А. Фока физического факультета СПбГУ - один из признанных центров фундаментальных научных исследований в области теоретической и экспериментальной физики, в том числе, в области физики твердого тела.

Большой вклад в формирование и развитие этого центра внесла научная школа члена-корреспондента Академии наук, профессора Е.Ф. Гросса.

Евгений Федорович Гросс (1897–1972) - выдающийся физик-экспериментатор в области оптики и спектроскопии, основатель и первый заведующий кафедрой молекулярной физики (1938–1972) физического факультета СПбГУ. Основные работы Е.Ф. Гросса посвящены оптике и спектроскопии твердого тела, фундаментальным исследованиям по рассеянию света в конденсированных системах. Он открыл предсказанную Л.И. Мандельштамом и Л. Бриллюэном тонкую структуру спектров рассеяния света в кристаллах и жидкостях, обусловленную рассеянием на гиперзвуковых волнах (1930). Совместно с М.Ф. Вуксом открыл спектр рассеяния малых частот в кристаллах (гроссовские частоты), связанный с межмолекулярными колебаниями в решетке и выяснил природу "крыльев" линии Рэлея в жидкостях (1935). Исследовал связь рассеяния света в

жидкостях с релаксационными явлениями в них, предложил в 1940 году метод определения времени релаксации молекул из спектра рассеянного света, применимый к неполярным жидкостям (Государственная премия СССР, 1946). Важнейшим открытием Е.Ф. Гросса является экспериментальное обнаружение в 1951 году в кристалле закиси меди экситона, теоретически предсказанного Я.И. Френкелем в 1931 году. За работы по открытию и исследованию экситонов в кристаллах Е.Ф. Гроссу и его сотрудникам Б.П. Захарчене (ФТИ) и А.А. Каплянскому (ФТИ) была присуждена в 1966 году Ленинская премия. Фундаментальные исследования Е.Ф. Гросса в этой области привели к созданию нового научного направления в физике твердого тела – спектроскопии полупроводников.

Научная школа, созданная Е.Ф. Гроссом на кафедре физики твердого тела в университете и в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН в 30-е годы XX века, получила развитие в трудах физиков нового поколения: М.Ф. Вукс, В.Н. Цветков, И.Г. Михайлов, Б.П. Захарченя, А.А. Каплянский, В.И. Вальков, К.В. Нельсон, В.А. Колесова, И.И. Новак, В.А. Селькин, Б.С. Разбирин, В.В. Соболев, М.А. Якобсон, Б.В. Новиков и многие другие, продолжившие фундаментальные и экспериментальные исследования и поиски новых путей их применения.

Несомненно, ярким представителем научной школы Е.Ф. Гросса являлся Владимир Григорьевич Мокеров (1940-2008), член-корреспондент Российской академии наук, доктор физико-математических наук, профессор – крупнейший специалист по физике твердого тела и технологии полупроводниковой электроники, основатель отечественного направления наногетероструктурной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники и создатель известной научной школы в этой области науки и техники.

Выпускник кафедры молекулярной физики физического факультета ЛГУ 1963 года, В.Г. Мокеров дипломную работу выполнил под руководством Е.Ф. Гросса. Автор 350 научных работ и 12 изобретений, В.Г. Мокеров первую научную работу написал в соавторстве с Е.Ф. Гроссом [4]. Далее свой трудовой путь он прошел от инженера в Зеленоградском НИИ Микроприборов до основателя и директора нового Института Российской академии наук. В 1985–1990 годах В.Г. Мокеров в сотрудничестве с другими ведущими научными группами проводили первые отечественные исследования в области фундаментальной физики низкоразмерных систем. В результате работы основанного им Института СВЧ полупроводниковой электроники РАН создана современная отечественная 150-нанометровая Р-НЕМТ технология гетероструктурных СВЧ-приборов, не уступающая мировому уровню, и к 2006 году ликвидировано 15-летнее отставание нашей страны от ведущих мировых держав в этой области.

Развитые под его руководством передовые технологии легли в основу создания новой базы электроники.

Владимир Григорьевич создал кафедры в двух ведущих вузах - Московском институте радиоэлектроники и автоматики и Московском инженерно-физическом институте, активно поддерживал молодежь. Он участвовал в редколлегиях журналов «Микроэлектроника», «Радиотехника и электроника» и «Микросистемная техника», являлся действительным членом - академиком Академии электротехнических наук РФ и членом Международного института инженеров-электриков и электронщиков (IEEE, Нью-Йорк, США).

В.Г. Мокеров – лауреат Премии Правительства РФ в области науки и техники, награжден Орденом Дружбы народов, Орденом Почета и двумя медалями [5].

Творческий путь и научное наследие Владимира Григорьевича – яркий пример, подтверждающий эффективность созданной и пока ещё существующей отечественной системы образования и её продукта – научной школы, развитию которой он посвятил свою жизнь.

Литература

1. Т.В.Рудакова, Тезисы докладов Международной научно-практической конференции "Университетские музеи: прошлое, настоящее, будущее" (Санкт-Петербург, СПбГУ, 17-19 Октября 2005) с. 121.
2. Т.В.Рудакова, Тезисы докладов Всероссийской конф. музеев вузов России "Их имена, их дела - национальное достояние России" (Санкт-Петербург, 29–31 Октября 2008) с. 255.
3. T.V.Rudakova, Proceedings of the International Conference "Isomers in Nuclear and Interdisciplinary Research" (Peterhof, Russia, July 4-10, 2011), p.10.
4. Е.Ф.Гросс, Л.Г.Суслина, В.Г.Мокеров, Узколинейчатая люминесценция гексагональных кристаллов ZnS, ФТТ, 1965, т. 7, с. 291-293.
5. <http://www.mokerov.ru>

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

– А –

Аверьянов Д.В., 60, 63
Алещенко Ю.А., 60
Андреев А.А., 62, 71

– Б –

Бакаров А.К., 11
Белов С.В., 43
Блинов П.А., 33

– В –

Ванюхин К.Д., 31, 33, 79
Васильев А.В., 43
Васильев А.Л., 69, 81
Васильевский И.С., 17, 48, 60,
65, 69, 81, 89
Венедиктов О.В., 43
Виниченко А.Н., 17, 48, 65
Водолагин Н.С., 56
Волосов А.В., 35, 37, 83
Воронова А.А., 31, 33
Вьюгинов В.Н., 43

– Г –

Галиев Г.Б., 13, 52, 69, 81
Гладков В.П., 17
Гладышева Н.Б., 77
Глазов С.Ю., 54
Горячев В.В., 25
Грехов М.М., 17, 65
Гришаков К.С., 9
Грищенко Ю.В., 71
Громов Д.В., 19
Громышов И.С., 54
Гуляев Д.В., 11

– Д –

Давыдов Д.В., 46
Драгутъ М.В., 75
Дубровский В.Г., 50

– Е –

Евсеева Е.М., 31, 33, 41
Елесин В.В., 19
Елесин В.Ф., 7, 9
Енишерлова К.Л., 25
Еремин И.С., 48, 89

– Ж –

Желаннов А.В., 29
Журавлев К.С., 11

– З –

Завадский Ю.И., 77
Заварин Е.Е., 46
Занавескин М.Л., 62, 71
Захарченко Р.В., 31, 33, 79

– К –

Казаков И.П., 21
Капаев В.В., 21
Капилин С.А., 25
Капров Д.Б., 77
Каргин Н.И., 17, 48, 65, 89
Карузский А.Л., 21
Клековкин А.В., 60
Климов Е.А., 13, 52, 69, 81
Клочков А.Н., 13, 15, 69, 81
Кожанов А.Е., 87

Кожанов А.Е., 89
Козловский Э.Ю., 73
Коленцова О.С., 48, 89
Колковский Ю.В., 77
Концевой Ю.А., 77, 79
Корякин А.А., 50
Кузмичёв Ю.С., 43
Кульбачинский В.А., 52
Кухарь Е.И., 56, 58

– Л –

Лаврухин Д.В., 13, 17
Лебедев А.А., 43
Лебедев С.П., 43
Лебедев С.С., 35, 83
Литвин Д.П., 43
Лихачёв И.А., 63
Лукьянцев О.А., 75
Лундин В.В., 46
Лунин Р.А., 52

– М –

Майборода И.О., 62, 71
Майтама М.В., 39
Макаров Ю.Н., 43
Мальцев П.П., 39, 41
Мартовицкий В.П., 60
Миннебаев С.В., 33
Митягин Ю.А., 21
Москеин В.В., 62, 71
Мурзин В.Н., 21

– Н –

Нагалюк С.С., 43
Назаров П.В., 58
Никитина И.П., 43

– О –

Овешников Л.Н., 52

– П –

Павлов А.Ю., 27, 39
Павлов В.Ю., 27
Парфёнов О.Е., 63
Пересторонин А.В., 21
Перминов П.А., 62, 71
Платонов С.В., 23
Пожела К., 85
Пожела Ю., 85
Попов В.В., 43
Попов М.Г., 46
Пресняков М.Ю., 69
Пушкарёв С.С., 52, 69, 81, 13

– Р –

Рудакова Т.В., 91
Русак Т.Ф., 25

– С –

Савинов С.А., 21
Садофьев Ю.Г., 60, 63
Сарайкин В.В., 81
Сахаров А.В., 46
Свешников Ю.Н., 71
Сейдман Л.А., 31, 33, 79
Селезнев Б.И., 23, 29, 73, 75
Сибирев Н.В., 50
Сибирмовский Ю.Д., 48
Смирнов А.Н., 43
Стеблин С.А., 33, 35, 37
Сторчак В.Г., 63

Стриханов М.Н., 17, 48, 65,
89

– Т –

Тетерин П.Е., 63
Тимофеев Г.О., 75
Торопов А.И., 11
Травин Н.К., 43
Трофимов А.А., 41
Трунькин И.Н., 69

– Ф –

Фёдоров Д.Г., 29
Федоров Ю.В., 27, 71

– Ц –

Цацульников А.Ф., 46

– Ч –

Червинский Ф.Д., 62
Чуков Г.В., 19

– Ш –

Шифман Р.Г., 43
Шмелёв С.С., 21

– Щ –

Щаврук Н.В., 39, 41

– Ю –

Юзеева Н.А., 52