



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

12-я Международная
научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ-электроники

19–20 мая 2021 года

МОСКВА

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

12-я Международная
научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ-электроники

19–20 мая 2021 года

СБОРНИК ТРУДОВ

МОСКВА

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

Моковские чтения. 12-я Международная научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 19–20 мая 2021 г.: сборник трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2021. – 148 с.

Тематика конференции объединила работы ведущих исследователей из России и стран СНГ по целому ряду научно-технических и технологических задач в области гетероструктурной СВЧ-электроники и смежных областей. Это разделы: фундаментальные аспекты наногетероструктурной СВЧ-электроники; полупроводниковые СВЧ приборы и устройства: производство, технологии и свойства; перспективные материалы, гетероструктуры и сверхрешетки, двумерные, одномерные и нульмерные структуры; структурные свойства и нанометрология наносистем и гетероструктур; терагерцовая электроника и фотоника; функциональная электроника; оптоэлектроника и радиофотоника.

Материалы докладов подготовлены сотрудниками различных учреждений: институтов РАН, представителями производственных организаций и университетов и отражают современное состояние и пути развития проблем СВЧ-твердотельной электроники на основе наноразмерных гетероструктур и других новых функциональных материалов. Тезисы докладов размещены в тематических секциях в соответствии с программой конференции.

Конференция проводится ежегодно при участии Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», Фонда поддержки науки и образования имени В.Г. Мокова и Института сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокова РАН.

Сайты конференции:

<https://mokerov.mephi.ru> / www.mokerov.ru (раздел «Конференции»).

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»: www.mephi.ru

Фонд поддержки образования и науки имени члена-корреспондента РАН,
профессора В.Г. Мокова:
www.mokerov.ru

Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокова Российской академии наук:
www.isvch.ru

Материалы получены до 1 апреля 2021 г. Сборник трудов издается в авторской редакции.

ISBN 978-5-7262-2777-1

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2021

СОДЕРЖАНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

ГВОЗДОВСКИЙ Д.Ч., БАРАНОВА М.С.

Исследование механизмов возникновения плазмонных колебаний в структуре «графен/SiO ₂ »	9
СУХАНОВ М.А., БАКАРОВ А.К., ЖУРАВЛЕВ К.С. AlSb/InAs гетероструктуры для свч транзисторов.....	11
ПРОТАСОВ Д.Ю., ДМИТРИЕВ Д.В., ТОРОПОВ А.И., ЖУРАВЛЕВ К.С. Влияние верхних боковых долин в гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs на транспорт электронов в слабом электрическом поле	13
КУРБАНОВА Н.Е., ВЕЛИКОВСКИЙ Л.Э., НЕПОМНЯЩИХ Д.В. Электрофизическое моделирования GaN НЕМТ СВЧ диапазона	15
ВЕДЕНЕЕВ А.А., ДРОЗДОВ М.Н., ТЕМИРЯЗЕВА М.П. Морфология барьерного слоя AlGaAs/InGaAs/GaAs pHEMT-структур	17
БОГДАНОВ С.А., КАРПОВ С.Н., ПАШКОВСКИЙ А.Б. Оценка всплеска дрейфовой скорости электронов в транзисторных гетероструктурах на основе GaN и GaAs	19
БОГДАНОВ С.А., БАКАРОВ А.К., ЖУРАВЛЁВ К.С., КАРПОВ С.Н., ЛАПИН В.Г., ЛУКАШИН В.М., ПАШКОВСКИЙ А.Б., РОГАЧЁВ И.А., ТЕРЁШКИН Е.В. Дополнительные потенциальные барьеры в псевдоморфных гетероструктурах с двухсторонним донорно-акцепторным легированием	21
БОГДАНОВ Е.В., МИНИНА Н.Я. Фотопроводимость в гетероструктуре p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs при низких температурах	23
САФОНОВ Д.А., ВИНИЧЕНКО А.Н., КАРГИН Н.И., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С. Фотопроводимость в rHEMT квантовых ямах AlGaAs/InGaAs/GaAs при различных температурах.....	25
НИКЕРОВ Д.В., НИКИТЕНКО В.Р. Измерение подвижности в тонких пленках неупорядоченных неорганических полупроводников методом ВПМ: ограничения из-за диффузии	27

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА: ПРОИЗВОДСТВО, ТЕХНОЛОГИИ И СВОЙСТВА

ДЕВИЦКИЙ О.В., ПАЩЕНКО А.С., НИКУЛИН Д.А., СЫСОЕВ И.А. Импульсное лазерное напыление InGaAsP на GaAs и Si	29
ВЕЛИКОВСКИЙ Л.Э., КУРБАНОВА Н.Е., НЕПОМНЯЩИХ Д.В., КУРИКАЛОВ В.В. Технологии СВЧ транзисторов на основе нитрида галлия	31

ТОРХОВ Н.А., КЛЕЩЕНОК М.С., НОВИКОВ В.А., БУДНЯЕВ В.А. Физические механизмы функционирования низкотемпературных AuNi/p ⁺ -Si омических контактов	33
ТОРХОВ Н.А., НИКУЛЬНИКОВА Е.В., БУДНЯЕВ В.А. Механические и электрофизические свойства химического оксида арсенида галлия	35
ЛЕОНТЬЕВ Н.А., РЕВИН Е.А., ЛИХАЧЕВА И.Е., КУРДОГЛО Е.Д. Нанесение многослойных покрытий на псевдосплав SiC-Al	37
ЛЕОНТЬЕВ Н.А., РЕВИН Е.А., ЛИХАЧЕВА И.Е., КУРДОГЛО Е.Д. Технология подготовки и нанесения гальванического покрытия на композитные материалы с повышенными теплофизическими свойствами для производства деталей СВЧ	39
АНОХИН Е.В. Конструктивно-технологические особенности разработки микросхемы «разветвитель тактового сигнала» с использованием технологии 180 нм	41
АВЕРЬЯНОВ Д.В., СОКОЛОВ И.С., КАРАТЕЕВ И.А., ТАЛДЕНКОВ А.Н., КОНДРАТЬЕВ О.А., ТОКМАЧЁВ А.М., ПАРФЁНОВ О.Е., СТОРЧАК В.Г. Эпитаксиальная интеграция EuO с германием для элементов спинтроники	43
АЛЕКСАНИЯ А.А., КАРУЗСКИЙ А.Л., МИТЯГИН Ю.А., ПЕРЕСТОРОНИН А.В., ЧЕРНЯЕВ А.П. Эффекты резонансного пикового тока и слабого тока в долине вольтамперной характеристики в процессах самовозбуждения и усиления в терагерцовых РТД структурах на основе GaAs/AlAs	45
ВАРФАЛАМЕЕВА С.В., ГУСЕВ А.С., КАРГИН Н.И., КАТКОВ А.В. Приборное моделирование полевых транзисторов на основе AlN/GaN	47
 ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МАТЕРИАЛЫ. ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ, ДВУМЕРНЫЕ, ОДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ	
ПРИЩЕПА С.Л., КУХАРЕВ А.В., ДАНИЛЮК А.Л. Дальнодействующее косвенное обменное взаимодействие в многостенных углеродных нанотрубках	49
ДРОНИНА Е.А., МИХАЛИК М.М., КОВАЛЬЧУК Н.Г., ДОБРОХОТОВ П.Л., РИМСКИЙ Г.С., ЯНУШКЕВИЧ К.И., КОМИССАРОВ И.В. Исследование методом комбинационного рассеяния света структуры графена, синтезированного с помощью химического осаждения из газовой фазы, на текстурированном медном катализаторе с ориентацией <001> и <011>	51
МАНСУРОВ В.Г., ГАЛИЦЫН Ю.Г., МАЛИН Т.В., МИЛАХИН Д.С., ТИЙС С.А., ЖУРАВЛЕВ К.С. Образование новой графеноподобной модификации нитрида кремния (g-Si ₃ N ₃) на поверхности Si(111)	53

ГУДИНА С.В., САВЕЛЬЕВ А.П., АРАПОВ Ю.Г., НЕВЕРОВ В.Н.,
ШЕЛУШИНИНА Н.Г., ЯКУНИН М.В., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С.,
ВИНИЧЕНКО А.Н.

Крупномасштабный примесный потенциал в структурах InGaAs/InAlAs: квантовый эффект Холла.....	55
ГУДИНА С.В., БОГОЛЮБСКИЙ А.С., ТУРУТКИН К.В., НЕВЕРОВ В.Н., ШЕЛУШИНИНА Н.Г., ЯКУНИН М.В., ДВОРЕЦКИЙ С.А., МИХАЙЛОВ Н.Н. Квантовая яма HgTe с инвертированной зонной структурой: фазовый анализ квантовых осцилляций сопротивления	57
ВАСИЛЬЧЕНКО А.А. Электронно-дырочная жидкость в квантовых проволоках	59
СОКОЛОВ И.С., АВЕРЬЯНОВ Д.В., КАРАТЕЕВ И.А., ТОКМАЧЁВ А.М., ПАРФЁНОВ О.Е., ТАЛДЕНКОВ А.Н., СТОРЧАК В.Г. Конкурирующие магнитные состояния в бислое графен/Eu	61
ЛЕБЕДЕВ А.И. Неизвестные колебательные моды в полупроводниковых сверхрешетках	63
БУТАЕВ М.Р., КОЗЛОВСКИЙ В.И., МАРТОВИЦКИЙ В.П., СКАСЫРСКИЙ Я.К., СВИРИДОВ Д.Е. Исследование наноразмерной гетероструктуры второго типа CdS/ZnSe, выращенной методом ГФЭ МОС	65
ГИМАЛЬДИНОВА М.А., МАСЛОВ М.М., КАТИН К.П., РЫЖУК Р.В., ГРИШАКОВ К.С., КАРГИН Н.И. Электронные и энергетические характеристики германийсодержащих каркасов CL-20.....	67
МЕРИНОВ В.Б., КАТИН К.П., ГРИШАКОВ К.С., МАСЛОВ М.М., РЫЖУК Р.В., КАРГИН Н.И. Энергетические и электронные характеристики ковалентно связанных азотных димеров	69
БОРИСОВА М.К., КАТИН К.П., МАСЛОВ М.М., РЫЖУК Р.В., КАРГИН Н.И. Структура, электронные и энергетические характеристики нитрид-борных нанотрубок	71

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА И НАНОМЕТРОЛОГИЯ НАНОСИСТЕМ И ГЕТЕРОСТРУКТУР

ДМИТРИЕВ Д.В., КОЛОСОВСКИЙ Д.А., ТОРОПОВ А.И., ЖУРАВЛЕВ К.С. Замещение фосфора на поверхности InP(001) при отжиге в потоке мышьяка	73
МАЛИН Т.В., МАНСУРОВ В.Г., ГАЛИЦЫН Ю.Г., МИЛАХИН Д.С., ЗЕМЛЯКОВ В.Е., ЖУРАВЛЕВ К.С. Эволюция поверхностных состояний в процессе IN SITU формирования слоя SiN на поверхности гетероструктуры AlN/GaN.....	75

КЛОЧКОВ А.Н., ДОБРОХОТОВ П.Л., ВИНИЧЕНКО А.Н., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., КАРГИН Н.И. Калибровка скоростей роста бинарных соединений AlAs и GaAs в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии	79
САЛКАЗАНОВ А.Т., АРЗАМАСЦЕВА Д.М., ГУСЕВ А.С., СМИРНОВА М.О., ТАРЕЛКИН С.А. Исследование изотопного состава гомоэпитаксиальных алмазных слоев	81
ГУСЕВ А.С., КАРГИН Н.И., РЫНДЯ С.М., САФАРАЛИЕВ Г.К., СИГЛОВАЯ Н.В., СМЕРНОВА М.О., СУЛТАНОВ А.О., ТИМОФЕЕВ А.А. Исследование релаксации механических напряжений в гетероструктурах 3C-SiC/Si	83
НОМОЕВ С.А., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., КЛОЧКОВ А.Н., ВИНИЧЕНКО А.Н. Рентгено дифракционный анализ структур LT- GaAs для генерации ТГц излучения в зависимости от температуры роста и отжига	85
БОРИСЕНКО Д.П., ГУСЕВ А.С., КОМИССАРОВ И.В., МИХАЛИК М.М., КОВАЛЬЧУК Н.Г. Исследование III-нитридов на графене с использованием IN SITU метода ДБЭ.....	87
ВАСИЛЬКОВА Е.И., КЛОЧКОВ А.Н., ВИНИЧЕНКО А.Н., КАРГИН Н.И., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С. Влияние высокотемпературного термического отжига на интердиффузию в структурах с (Al)GaAs/InGaAs квантовыми ямами.....	89

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И ФОТОНИКА

РОДИОНОВ Д.А., ЗАГОРОДНЕВ И.В., ЗАБОЛОТНЫХ А.А. Плазменные резонансы в диске с 2D электронным газом.....	91
ЗАБОЛОТНЫХ А.А., ВОЛКОВ В.А. Циклотронный резонанс в экранированной двумерной электронной системе	93
ХАБИБУЛЛИН Р.А., ЩАВРУК Н.В., ПУШКАРЕВ С.С., ПОНОМАРЕВ Д.С., ГАЛИЕВ Р.Р., ПАВЛОВ А.Ю., УШАКОВ Д.В., АФОНЕНКО А.А., ВОЛКОВ О.Ю., ДЮЖИКОВ И.Н., ПАВЛОВСКИЙ В.В. Двухсекционные квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона	95
ПОНОМАРЕВ Д.С., ЛАВРУХИН Д.В., ЯЧМЕНЕВ А.Э., ХАБИБУЛЛИН Р.А., ГОНЧАРОВ Ю.Г., ЗАЙЦЕВ К.И., СПЕКТОР И.Е. Фотопроводящий детектор терагерцового излучения на основе упруго-напряженной сверхрешеточной гетероструктуры	97
ПУШКАРЁВ С.С., ХАБИБУЛЛИН Р.А., ПОНОМАРЁВ Д.С., ГАЛИЕВ Р.Р., ПАВЛОВ А.Ю., УШАКОВ Д.В., АФОНЕНКО А.А., ВОЛКОВ О.Ю., ДЮЖИКОВ И.Н., ПАВЛОВСКИЙ В.В. Динамика мод квантово-каскадного лазера при изменении длительности импульсов тока накачки.....	99

ЗЕНЧЕНКО Н.В., ЛАВРУХИН Д.В., ГОНЧАРОВ Ю.Г., ФРОЛОВ Т.В., КАТЫБА Г.М., ХАБИБУЛЛИН Р.А., ЗАЙЦЕВ К.И., ПОНОМАРЕВ Д.С. Фокусирующие элементы на основе профилированного сапфира для усиления генерации терагерцового излучения	101
--	-----

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

КУШНИР В.Н., ПРИЩЕПА С.Л. Верхнее критическое неоднородное магнитное поле тонкой сверхпроводящей пленки	103
ЗАХЛЕБАЕВА А.И., ФЕДОСЕНКО В.С., ИДЖИ М.М., ЛОЗОВЕНКО А.А., ГОРОХ Г.Г. Ионное циклическое осаждение $\text{Sn}_x\text{W}_y\text{O}_z$ на наноструктурированный анодный TiO_2	105
ГОЛОВАЧ А.А., КОВАЛЬЧУК Н.Г., МИХАЛИК М.М., КУКУТЬ Ю.М., ДРОНИНА Е.А., КОМИССАРОВ И.В., ПРИЩЕПА С.Л. Влияние естественного оксида кремния на формирование барьера шоттки в гетеропереходе графен/Si	107
ХОРОШКО Л.С., БАГЛОВ А.В. Обменная связь в неоди-м-железном перовските	109
БАГЛОВ А.В., ХОРОШКО Л.С. Электронная структура орторомбического ZnSiN_2	111
БАГЛОВ А.В., ХОРОШКО Л.С. Электронная структура поверхности брукита.....	113
САЛЕМ М.А. Теоретическое исследование декорированных литием молекул призмана для селективной адсорбции CO_2	115
АВЕРЬЯНОВ Д.В., СОКОЛОВ И.С., КАРАТЕЕВ И.А., ТАЛДЕНКОВ А.Н., ТОКМАЧЁВ А.М., ПАРФЁНОВ О.Е., СТОРЧАК В.Г. Двумерный ферромагнетизм поверхностных фаз Eu на кремнии	117
СЛУЧИНСКАЯ И.А., ЛЕБЕДЕВ А.И. Исследование структуры примесных центров Mn в $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ с помощью XAFS-спектроскопии и расчетов из первых принципов	119
ШАРКОВ А.И., КЛОКОВ А.Ю., ХМЕЛЬНИЦКИЙ Р.А. Когерентные упругие импульсы гиперзвуковых частот в алмазе с встроенными графитизированными слоями	121
АЛЁШИН А.Н., ЗЕНЧЕНКО Н.В., РУБАН О.А. Моделирование процесса работы биполярного мемристора на основе оксида гафния	123
АЛЁШИН А.Н., ЗЕНЧЕНКО Н.В., РУБАН О.А. Температурно-частотные исследования мемристоров на основе селенида германия.....	125

ОПТОЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОФОТОНИКА

ЛАЗАРУК С.К., САСИНОВИЧ Д.А., ГРАНЬКО С.В. Формирование наноструктурированных антиотражающих покрытий на титановых элементах оптических устройств	127
ЛАЗАРУК С.К., ЛЕШОК А.А., ДОЛБИК А.В., КЛЮЦКИЙ А.Ю. Локализация излучения света в лавинных светодиодах на основе нанокристаллического кремния	129
ГУЛЯЕВ Д.В., НАЗАРОВ Н.А., КОЛОСОВСКИЙ Е.А., ДМИТРИЕВ Д.В., ЖУРАВЛЕВ К.С. Гетероструктуры InGaAlAs/InAlAs/InP для электро-оптического модулятора	131
ОЛЕЩЕНКО В.А., БЕЗОТОСНЫЙ В.В. Моделирование новой конструкции двумерной матрицы лазерных диодов с прямым конвективным охлаждением потоком теплоносителя	133
ГЛИНСКИЙ И.А., МИНИН И.В., МИНИН О.В., ЛАВРИНЕНКО А.В., ЯКУБОВСКИЙ Д.И., ВОЛКОВ В.С., ПОНОМАРЕВ Д.С. Экспериментальная демонстрация формирования искривленных плазмонных пучков на основе асимметричных диэлектрических микроструктур	135
СИБИРМОВСКИЙ Ю.Д., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., КАРГИН Н.И. Влияние экранирования на экситонное поглощение в полупроводниковых гетероструктурах	137
ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., АВРАМЧУК А.А., НОМОЕВ С.А. Особенности технологии электронной литографии для фотонных интегральных схем	139
ГРИШАКОВ К.С., СИБИРМОВСКИЙ Ю.Д., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С. Численные расчеты спектров поглощения сверхрешеток	141
Именной указатель авторов	143

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ВОЗНИКНОВЕНИЯ
ПЛАЗМОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В СТРУКТУРЕ «ГРАФЕН/SiO₂»**

****Д.Ч. Гвоздовский, М.С. Баранова***

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Республика Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, дом 6, e-mail: gvozдовsky@bsuir.by

**INVESTIGATION OF THE PLASMON OCCURRENCE MECHANISMS
IN THE "GRAPHENE/SiO₂" STRUCTURE**

****D.C. Hvozдовski, M.S. Baranova***

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Republic of Belarus, 220013, Minsk, P. Brovki str. 6, e-mail: gvozдовsky@bsuir.by

Quantum-mechanical simulation of the structural and optical properties of graphene, dielectric substrate SiO₂ and heterostructures based on them has been carried out. The calculations were carried out on the basis of the density functional theory DFT using methods which include the van der Waals forces. The VASP software package was used as a simulation environment. The negative sections of the real part of the dielectric function are observed at frequencies of 0,4–0,5 eV (I), 1,25–1,5 eV (II), 4,5–5,5 eV (III) were found for layered structure. Contact between graphene and dielectric substrate can lead to the formation of a two-dimensional electron gas. The amount of charge that occurs due to contact is 0,07 e/atom.

Поверхностные плазмоны (ПП) представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и электронов проводимости, распространяющиеся вдоль поверхности проводника. Их можно интерпретировать как электромагнитные волны, захваченные поверхностью металла вследствие взаимодействия со свободными электронами. В ходе этого взаимодействия электроны проводимости коллективно реагируют на электромагнитное воздействие, осциллируя в резонансе со световой волной.

Условием существования ПП на плоской границе двух сред является отрицательное значение диэлектрической или магнитной проницаемости [1]. Исследование возможности реализации в планарной периодической структуре «графен/SiO₂» поверхностных волн сводится к поиску частотных областей, где действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает значения меньше нуля.

Отклик материала на воздействие электрического поля световой волны полностью определяется его диэлектрической проницаемостью при этой частоте. Диэлектрическая проницаемость материала с любой конеч-

ной (не равной нулю) электрической проводимостью является комплексной величиной.

Проведено квантово-механическое моделирование структурных, электронных и оптических свойств графена, диэлектрической подложки SiO_2 , а также гетероструктур на их основе, учитывающих различные типы поверхности кварцевой подложки (O^{unsat} , O^{sat} , Si^{unsat} и Si^{sat}). Расчеты выполнялись на основании теории функционала плотности DFT [2] с использованием методов, учитывающих силы Ван-дер-Ваальса [3]. В качестве среды моделирования использовался программный комплекс VASP [4], предназначенный для выполнения *ab initio* расчетов квантово-механическими методами [5].

Установлено, что графен в частотном диапазоне от 1,25 эВ до 1,75 эВ имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость по всем кристаллографическим направлениям. При частоте 6 эВ мнимая часть диэлектрической проницаемости устремляется к нулю, что говорит о значительных потерях в электропроводности.

Отрицательные участки действительной части диэлектрической проницаемости слоистой структуры наблюдаются на частотах $0,4 \div 0,5$ эВ (I), $1,25 \div 1,5$ эВ (II), $4,5 \div 5,5$ эВ (III). При этом третий диапазон соответствует среднему ультрафиолету и согласно полученным спектрам мнимой части диэлектрической проницаемости на этом участке сохраняется высокая проводимость.

Механизмы образования плазмон-поляритонных волн можно связать с перераспределением зарядовой плотности вблизи границы раздела двух материалов. Согласно полученным зарядовым плотностям системы графен на подложке SiO_2 контакт материалов может привести к формированию двумерного электронного газа. Величина заряда, который возникает вследствие контакта, составляет $0,07$ е/атом. Перетекание заряда происходит на приповерхностные атомы кислорода. Для тех атомов углерода, которые расположены непосредственно над кислородом, стекание заряда происходит с соседних атомов углерода. При этом энергетический спектр графена вблизи уровня Ферми и в интервале энергий от $-1,3$ до $0,7$ эВ остается линейным. Это означает, что контакт «графен/ SiO_2 » не оказывает серьезного влияния на подвижность носителей заряда и на проводимость графена.

Литература

1. И.Л. Шейнман, ЖТФ, **71**(5), 28-34 (2001).
2. R.G. Parr, W. Yang, DFT of Atoms and Molecules (Oxford University Press, 1989).
3. S. Grimme, J. Antony et al., J. of Chem. Phys., **132**(15), 154104 (2010).
4. G. Kresse, J. Furthmüller, Computational Mat. Scie., **6**(1), 15-50 (1998).
5. J. Hafner, G. Kresse, Properties of Complex Inorganic Solids, **1**, 69-82 (1999).

AlSb/InAs ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ

**М.А. Суханов¹, А.К. Бакаров¹, К.С. Журавлев¹*

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Россия, 630090, г. Новосибирск, Академика Лаврентьева 13, e-mail: msukhanov@isp.nsc.ru

AlSb/InAs HETEROSTRUCTURES FOR UHF TRANSISTORS

**M.A. Sukhanov¹, A.K. Bakarov¹, K.S. Zhuravlev¹*

¹Rzanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
Russia, 630090 Novosibirsk, Lavrentiev Avenue 13, e-mail: msukhanov@isp.nsc.ru

This paper describes the epitaxial growth process of HEMT structure based on InAs/AlSb, the process of HEMT transistors fabrication by etching and measurement of its characteristics. No saturation was observed at drain-source characteristics due to the impact ionization in the InAs. The obtained maximum of transconductance is 640 mS/mm at $U_{DS} = 0,8$ V и $U_G = -0,55$ V.

В настоящее время востребованными являются высокочастотные транзисторы и интегральные схемы с малым энергопотреблением. Уменьшение потребляемой мощности транзисторов достигается с помощью использования таких соединений как InAs, GaSb и AlSb, а также их тройные соединения, имеющие постоянную решетки, близкую к 0,61 нм. Высокая подвижность электронов в InAs позволяют создавать транзисторы с высокоподвижным двумерным электронным газом с квантовой ямой InAs/AlSb, где AlSb является подходящим материалом в качестве барьера для электронов ввиду большого разрыва в зоне проводимости при гетеропереходе InAs/AlSb 1.35 эВ [1].

Целью работы являлось изготовление HEMT транзистора на основе гетероструктуры, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с квантовой ямой InAs/AlSb на подложке GaAs (001). Зонная диаграмма выращенной структуры показана на рис. 1. Для получения наибольшей подвижности при формировании границ квантовой ямы InAs/AlSb формировались интерфейсы вида InSb, обеспечивающие наибольшую подвиж-

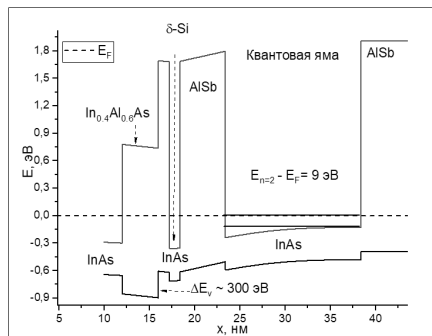


Рис. 1. Зонная диаграмма выращенной HEMT структуры

ность по сравнению с интерфейсом AlAs [2], была выращена серия образцов с нанесением 0,5, 0,75 и 1 МС индия при формировании интерфейса. Наибольшее значение подвижности электронов, измеренное методом Ван-Дер-Пау при 300 К, было получено для образца с 0,75 МС индия и составляло $15000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при концентрации электронов $1,2 \cdot 10^{12}$. После эпитаксиального роста происходило формирование омических контактов Ge/Au/Ni/Au с помощью вжигания. При формировании мезаструктур для изоляции транзисторов, было определено по СЭМ изображениям, что в режиме жидкостного травления возникает боковое подтравливание под металлизацию, что недопустимо. Измеренные стоковые и сток-затворные характеристики изготовленных транзисторов показаны на рис. 2.

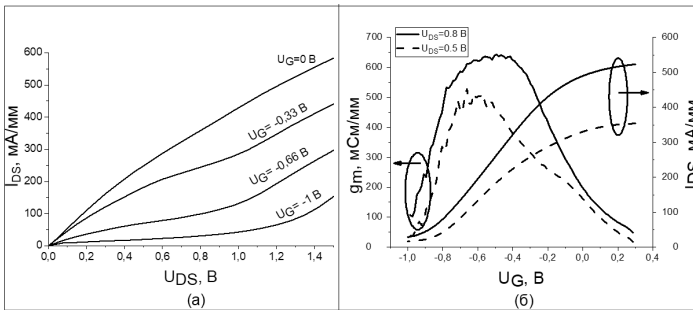


Рис. 2. (а) Стоковые характеристики. (б) Сток затворная характеристика транзистора и крутизна для $U_{DS} = 0,8 \text{ В}$ и $U_{DS} = 0,5 \text{ В}$

На стоковых характеристиках слабо выражен участок насыщения, что типично для НЕМТ с InAs каналом и, по-видимому, связано с эффектом ударной ионизации в канале транзистора с генерированием дырок, которые, ввиду отсутствия барьера для дырок на границе InAs/AlSb, покидают слой InAs и могут диффундировать к подложке через буферные слои, действуя как положительно заряженный паразитный затвор [3]. Максимальная крутизна сток-затворной характеристики оставляет 640 мСм/мм при $U_{DS} = 0,8 \text{ В}$ и $U_G = -0,55 \text{ В}$. При запирании на сток-затворных характеристиках (рис. 2 (б)) наблюдается ток порядка десятков мА/мм при $U_G = -1 \text{ В}$, что указывает на наличие утечек в структуре, поскольку канал не перекрывается полностью.

Литература

1. H. Guan et al., Coatings 9, 318 (2019).
2. G. Tuttle, H. Kroemer, H. English, J. of Appl. Phys., 67, 3032-3037 (1990).
3. B. Brar, H. Kroemer, IEEE Electr. Dev. Lett., 16, 548-550 (1995).

**ВЛИЯНИЕ ВЕРХНИХ БОКОВЫХ ДОЛИН В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ
AlGaAs/InGaAs/GaAs НА ТРАНСПОРТ ЭЛЕКТРОНОВ
В СЛАБОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ**

****Д.Ю. Протасов^{1,2}, Д.В. Дмитриев¹, А.И. Торопов¹, К.С. Журавлев¹***

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

²Новосибирский государственный технический университет,
г. Новосибирск, 630073, пр-т Карла Маркса, 20

**THE INFLUENCE OF UPPER BANDS IN AlGaAs/InGaAs/GaAs HETEROSTRUCTURES
ON ELECTRON TRANSPORT
IN WEAK ELECTRICAL FIELDS**

Д.Ю. Протасов^{1,2}, D.V. Dmitriev¹, A.I. Toropov¹, K.S. Zhuravlev¹

¹Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
13, Lavrentiev avenue, Novosibirsk, Russia, 630090, e-mail: protasov@isp.nsc.ru

²Novosibirsk State Technical University, 20, K.Marx avenue, Novosibirsk, Russia, 630073

In AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures with an increased indium mole fraction ($y = 0.22$) in the quantum well and an increased doping level ($N_d = (5 \div 6) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), thermal activation of low-mobility electrons is experimentally detected. This activation can be explained by the transitions of electrons to the satellite valley X_{XY} , which appeared as a result of the splitting of the X-valley in the pseudomorphic and strained InGaAs layer. The high doping level also makes possible the transition of electrons from the quantum well to the L-valley, which approaches the Fermi level in the region of ionized donors due to band bending.

Гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs широко используются для создания транзисторов СВЧ-диапазона. С целью увеличения проводимости двумерного электронного газа (ДЭГ) глубину квантовой ямы (КЯ) InGaAs обычно увеличивают, доводя мольное содержание индия до 0,22 %. Более глубокая КЯ позволяет получить повышенную концентрацию ДЭГ, а меньшая ширина запрещенной зоны в КЯ – большую подвижность ДЭГ.

Гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs с модуляционным легированием для исследований выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в установке Riber Compact-21Т. Измерение магнитопольных зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления в температурном диапазоне 77–300 К позволило показать, что в исследуемых образцах существенен вклад в проводимость низкоподвижных электронов. Сильное уменьшение концентрации низкоподвижных электронов n_0 при уменьшении температуры до 77 К указывает на заметную роль термоак-

тивационных процессов в проводимости, что можно связать с влиянием боковых долин L и X.

Биаксиальные напряжения, возникающие в слое InGaAs при псевдоморфном росте, приводят изменению ширины запрещенной зоны как в центральном минимуме (Г-точка), так и в боковых долинах (X- и L-точки). Однако величины этих изменений будут разными. Поправки к положению минимума L-долины очень малы и обычно не учитываются. Под действием биаксиальных напряжений трехкратно вырожденный минимум анизотропной X-долины расщепляется на два: двукратно вырожденный X_{XY} и X_Z [1]. При этом поправка к положению минимума X_{XY} отрицательна, в результате чего этот минимум располагается ниже по энергии, чем в ненапряженном InGaAs. Чем больше молярное содержание индия в слое InGaAs, тем больше величина биаксиальных напряжений, и, соответственно, тем ближе минимум X_{XY} приближается к Г-минимуму. В результате, при определенных значениях уровня легирования, толщины слоя InGaAs и молярного содержания индия в нем, может сложиться такая ситуация, когда минимум X_{XY} приблизится к уровню Ферми на величину, сопоставимую с тепловой энергией электронов.

При помощи самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона было определено, что в исследуемых гетероструктурах происходит термическая активация электронов на уровни размерного квантования в L-долине, приближающиеся к уровню Ферми в области ионизированных доноров вследствие изгиба зон, и на уровни X_{XY} -минимума, приближающегося к уровню Ферми вследствие биаксиальных напряжений при псевдоморфном росте слоя InGaAs.

Литература

1. T.S. Shamirzaev et al., Phys. Rev. B, **76**, 155309 (2007).

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ GaN НЕМТ СВЧ ДИАПАЗОНА

**Н.Е. Курбанова¹, Л.Э. Великовский¹, Д.В. Непомнящих²*

¹АО «НПФ «Микран», Россия, 634041, Томская обл., Томск, пр. Кирова, 51д,

e-mail: kurbanova.nat11@gmail.com

²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)

Россия, 634050, Томск, Томская обл., пр. Ленина, 40

ELECTROPHYSICAL MODELING OF RF GaN HEMT

**N.E. Kurbanova¹, L.E. Velikovskiy¹, D.V. Nepomnyashchikh²*

¹JSC Micran, Research and production company, 634041, Kirov ave., Tomsk, Russia

²Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
634050, 40 Lenin ave., Tomsk, Russia

The results of GaN-based microwave HEMT's modeling are presented. The main physical effects in GaN HEMT including self-heating were considered and DC and RF characteristics were calculated. The importance of balance between polarization and surface donors – two sources of electrons in 2DEG in obtaining correct dependence of sheet resistance and I_d/V_g transfer characteristic on AlGaIn barrier thickness and Al content in it is shown.

Моделирование полупроводниковых приборов позволяет получить информацию о процессах в полупроводниковых устройствах в различных режимах работы, оптимизировать их конструкцию, а также с приемлемой точностью рассчитать основные параметры. Созданные к настоящему времени программные продукты для моделирования устройств и технологических процессов позволяют сократить время и объем экспериментальной работы, а также затраты на проведение исследований.

Исследовано влияние параметров конструкции гетероструктуры, влияние подложки (4H-SiC), тепловых и ловушечных эффектов на основные параметры прибора на постоянном и переменном (СВЧ) токе. При добавлении в структуру подложки возникает необходимость подавления проводимости на границе GaN-SiC, для чего необходимо добавлять зародышевый слой AlN, либо компенсировать образующиеся заряды легированием р-типа. Для расчетов, учитывающих тепловые эффекты, была использована конструкция AlGaIn/AlN/GaN/AlN/4H-SiC.

Образование 2DEG связано со спонтанными и пьезоэлектрическими зарядами поляризации и донороподобными поверхностными состояниями [1]. Правильный выбор параметров этих двух источников электронов позволяет рассчитать влияние толщины барьерного слоя на концентрацию

2DEG, а также зависимость концентрации 2DEG от мольной доли Al и In в барьерных слоях AlGaIn и InAlIn.

Расчет ВАХ GaN HEMT включал в себя решение диффузионно-дрейфовых уравнений, самосогласованной системы Шредингера-Пуассона, а также тепловых уравнений, учитывающих саморазогрев и теплоотвод в сторону подложки. Расчет тепловых эффектов для двух- и трех-секционных транзисторов позволил оценить влияние нагрева близко расположенных секций транзистора друг на друга. Исследовано влияние длины затвора на температуры кристаллической решетки в горячей области транзистора под затвором, а также эффект применения в конструкции транзистора полевого электрода (Field Plate, FP). Затворный FP вносит наибольший вклад в понижение поля в канале транзистора при высоких рабочих напряжениях на стоке. При добавлении к затворному истокового FP наблюдается дополнительное понижение напряженности поля.

Расчет эффекта коллапса тока выполнялся для двух типов ловушек в буферном слое GaN: соответствующих легированию углеродом и легированию железом. Наблюдаемые процессы перезарядки ловушек и влияние их на ток транзистора сильно зависят от выбранных параметров легированного слоя – типа примеси, глубины залегания и концентрации.

Расчет малосигнальных S параметров транзисторов был выполнен для нескольких рабочих точек односекционного транзистора с шириной затвора 100 мкм в диапазоне частот от 1 до 80 ГГц. Получены частотные зависимости максимального стабильного/максимально достижимого коэффициента усиления транзистора MSG/MAG от длин затвора и расстояния исток-сток. Сравнение СВЧ параметров транзисторов с FP и без FP показало, что использование FP приводит к повышению значения MSG, но к снижению $F_{\max}$.

Литература

1. J. Ghosh, A. Laha, D. Saha and S. Ganguly, IEEE, 978 (2017).

МОРФОЛОГИЯ БАРЬЕРНОГО СЛОЯ AlGaAs/InGaAs/GaAs pHEMT-СТРУКТУР

**А.А. Веденев¹, М.Н. Дроздов², М.П. Темиряева³*

¹АО «НПП «Исток» им. А.И. Шокина»

Россия, 141190, г. Фрязино, ул. Вокзальная, дом 2а, e-mail: alexander.vedenev.80@mail.ru

²Институт физики микроструктур Российской Академии Наук (ИФМ РАН)

Россия, 603087, г. Нижний Новгород, ул. Академическая, дом 7

³Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Россия, 141190, г. Фрязино, пл. Введенского, дом 1

AlGaAs/InGaAs/GaAs pHEMT-STRUCTURES BARRIER LAYER MORPHOLOGY

**A.A. Vedenev¹, M.N. Drozdov², M.P. Temiryazeva³*

¹JSC «RPC «Istok» named after Shokin»

Russia, 141190 Fryazino, Vokzalnaya 2a, e-mail: alexander.vedenev.80@mail.ru

²Institute for Physics of Microstructures Russian Academy of Sciences

Russia, 603087 Nizhny Novgorod, Akademicheskaya 7

³Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Fryazino branch, RAS

Russia, 141190 Fryazino, Vvedensky sq. 1

AlGaAs/InGaAs/GaAs pHEMT-structures are the most perspective and intensively developing epitaxial structures for the purposes of GaAs based microwave electronics. In our report, we discuss the compliance of the standard current leakage and surface defect concentration determination methods (mercury probe and haze measurements) for the actual industrial requirements. We present additional atomic force microscopy and secondary ion mass spectroscopy studies data of AlGaAs barrier layers deposited at different growth conditions by MOCVD. We also describe the effect of unintentional oxygen acceptor doping of AlGaAs layers.

МОС-гидридная эпитаксия в настоящее время является наиболее распространенной технологией для изготовления гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$ (в частности AlGaAs/InGaAs/GaAs pHEMT-структур) для применения в СВЧ-электронике. Для улучшения характеристик транзисторов оптимальные параметры структур корректируются до сих пор. Чтобы достичь определяемых видом pHEMT-структуры характеристик, требуется получать эпитаксиальные слои высокой степени кристалличности и точности элементного состава.

Одна из сложностей при росте pHEMT-структуры посредством МОС-гидридной эпитаксии связана с формированием барьерного слоя AlGaAs. Из-за высокой химической активности алюминия возможно непреднамеренное легирование слоя, что не позволяет достичь корректных структурных и электрофизических свойств. Легирование может осуществляться, например, углеродом, источником которого являются металлоорганические

соединения. Даже при высоком отношении расходов V/III (> 100), при стандартных температурах роста ($T \approx 650^\circ\text{C}$), углерод встраивается в подрешетку мышьяка, формируя химические связи Al-C, становясь акцепторной примесью [1]. Такое легирование барьерного слоя может приводить к увеличению токов утечки транзистора и невозможности изготовления на гетероструктуре логических схем.

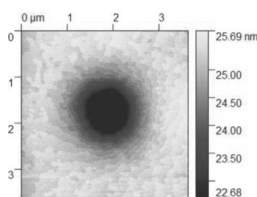
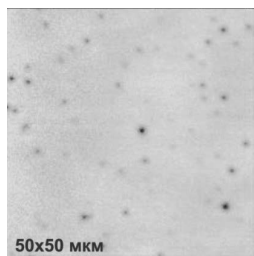


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности эпитаксиального слоя $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}(001)$, содержащего кислород

Другой сложностью при формировании барьерного слоя является непреднамеренное легирование кислородом, который также является акцепторной примесью. Основными причинами появления кислорода в реакторе установки являются натекание атмосферы и недостаточная очистка технических газов (в нашем случае азота и водорода). Из-за высокой сложности системы прокачки реактора, выявление наличия кислорода или паров воды является нетривиальной задачей. Посредством атомно-силовой микроскопии (АСМ) нами установлено, что легирование кислородом приводит к формированию дефектов барьерного слоя AlGaAs микронных размеров (рисунок 1). Эти дефекты не регистрируются оптическим методом контроля по матовости, из-за малости толщины барьерного слоя по отношению к длине волны используемого излучения. Кроме того, возможность отбраковки структуры по току утечки, который выявляется посредством ртутного зонда, существует лишь для относительно высоких концентраций кислорода.

Другим примененным методом, является вторично-ионная масс-спектропия (ВИМС). Нами выявлено существенное различие вида спектров слоя AlGaAs в зависимости от наличия или отсутствия в нем кислорода. Таким образом, АСМ и ВИМС являются удачными дополнительными методами для контроля морфологии барьерного слоя гетероструктур $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$.

Литература

1. Zhifang He et al., Opt. Mat., **108**, 110227 (2020).

**ОЦЕНКА ВСПЛЕСКА ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ
В ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaN и GaAs**

*С.А. Богданов, С.Н. Карпов, *А.Б. Пашковский*

«Научно-производственное предприятие «ИСТОК» имени А.И. Шокина»
Россия, 141190, г. Фрязино, Московская область, ул. Вокзальная, д.2а,
e-mail: solidstate10@mail.ru

**ESTIMATION OF THE ELECTRON DRIFT VELOCITY OVERSHOT
IN TRANSISTOR HETEROSTRUCTURES BASED ON GaN AND GaAs**

*S.A. Bogdanov, S.N. Karpov, *A.B. Pashkovskii*

Joint-stock company «Research & production corporation «ISTOK» named after A.I. Shokin»
Russia, 141190 Fryazino, Moscow Region, Vokzalnaya St. 2a, e-mail: solidstate10@mail.ru

The first results of the nonlocal electrons dynamics study in transistor heterostructures based on GaN and GaAs in the strong field region are presented. It is shown that in GaAs-based heterostructures the real space transfer of electrons greatly (at times) reduces the the electron drift velocity overshoot. In GAN-based heterostructures, the negative impact of this effect usually reaches no more than 20%.

В последние годы достигнут огромный прогресс в развитие нитридгаллиевых технологий. Длины затворов транзисторов, успешно работающих в миллиметровом диапазоне длин волн, достигли уровня сотых долей микрона [1, 2]. При равных длинах коротких затворов коэффициенты усиления приборов на нитриде галлия часто оказываются на уровне, а иногда и выше коэффициентов усиления обычных мощных DpHEMT транзисторов на основе GaAs. В то же время, на основе теоретических расчётов динамики горячих электронов в объемном арсениде галлия неоднократно было показано, что GaAs своим физическим характеристикам гораздо более перспективный материал чем нитрид галлия для применения в миллиметровом диапазоне длин волн [3, 4]. Современные транзисторы изготавливают на основе гетероструктур, а не объемных материалов и как показывают расчёты, динамика горячих электронов (всплеск дрейфовой скорости под затвором транзистора) в гетероструктурах может сильно отличаться от их поведения в объемных образцах. В структурах на основе GaAs это, в основном, связано с сильным влиянием поперечного пространственного переноса электронов между слоями гетероструктуры. Поэтому, для того чтобы хотя бы частично объяснить возникающее противоречие, представляет интерес сравнить всплеск дрейфовой скорости электронов в гетероструктурах современных полевых транзисторов мил-

лиметрового диапазона длин волн изготовленных на основе разных материалов.

Расчёты проводились по модели [5]. В продольном направлении транспорт горячих электронов описывался на основе гидродинамической модели с феноменологическими временами релаксации электронов по импульсу и энергии. Результаты расчётов приведены на рис. 1.

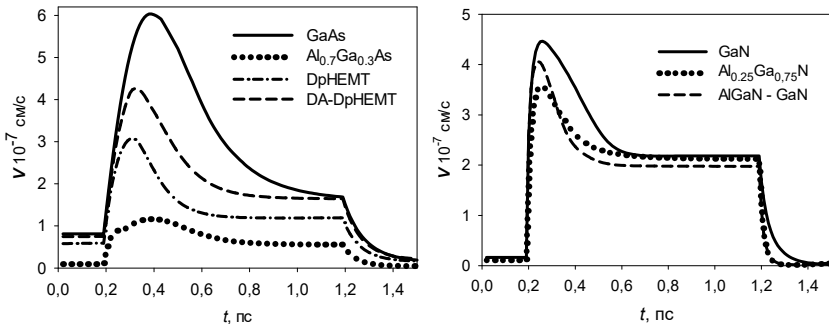


Рис.1. Зависимость дрейфовой скорости электронов от времени.

- а) структуры на основе GaAs, электрическое поле при ($t = 0 - 0,2$ пс и $1,2 - 1,5$ пс)
 $E = 1$ кВ/см, при ($t = 0,2 - 1,2$) пс $E = 20$ кВ/см,
 б) структуры на основе GaN, электрическое поле при ($t = 0 - 0,2$ пс и $1,2 - 1,5$ пс)
 $E = 1$ кВ/см, при ($t = 0,2 - 1,2$) пс $E = 300$ кВ/см

Видно, что в то время как в гетероструктурах на основе GaAs поперечный пространственный перенос в разы уменьшает всплеск дрейфовой скорости электронов при их влёте в область сильного поля (а соответственно увеличивает время пролёта электронов под затвором), в гетероструктурах на основе GaN негативное влияние этого эффекта обычно достигает не более 20 %. Таким образом в гетероструктурах, а, следовательно, и в транзисторах на основе GaN, динамика горячих электронов близка к их поведению в объёмном материале, в то время как в гетероструктурах для мощных транзисторов на основе GaAs по сравнению с объёмным материалом электроны движутся заметно медленней.

Литература

1. H. Wang, et al., online: https://gems.ece.gatech.edu/PA_survey.html (2019).
2. Y. Tang, et al., IEEE Electr. Dev. Lett., **36**(6), 549-551 (2015).
3. Foutz et al., J. Appl. Phys., **85**(11), 7727-7734 (1999).
4. А.Б. Пашковский и др., Электр. Техн., сер.1, СВЧ-техника, **4**(523), 5-16 (2014).
5. А.Б. Пашковский и др., Письма в ЖТФ, **44**(17), 103-110 (2018).

**ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ БАРЬЕРЫ В ПСЕВДОМОРФНЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ДВУХСТОРОННИМ
ДОНОРНО-АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ**

*С.А. Богданов¹, А.К. Бакаров², *К.С. Журавлёв², С.Н. Карпов¹, В.Г. Лапин¹,
В.М. Лукашин¹, *А.Б. Пашковский¹, И.А. Рогачёв¹, Е.В. Терёшкин¹*

¹«Научно-производственное предприятие «ИСТОК» имени А.И. Шокина». Россия, 141190, г. Фрязино, Московская область, ул. Вокзальная, д. 2а, e-mail: solidstate10@mail.ru

²Институт физики полупроводников им Академика А.В.Ржанова СО РАН, г. Новосибирск, 630090, пр-т Академика Лаврентьева 13, e-mail: kzhuravlev@mail.ru

**ADDITIONAL POTENTIAL BARRIERS IN PSEUDOMORPHIC HETEROSTRUCTURES
WITH DOUBLE SIDE DONOR-ACCEPTOR DOPING**

*S.A. Bogdanov¹, A.K. Bakarov², *K.S. Zhuravlev², S.N. Karpov¹, V.G. Lapin¹,
V.M. Lukashin¹, *A.B. Pashkovskii¹, I.A. Rogachov¹, E.V. Tereshkin¹*

¹Joint-stock company «Research & production corporation «ISTOK» named after A.I. Shokin» Russia, 141190 Fryazino, Moscow Region, Vokzalnaya St. 2a, e-mail: solidstate10@mail.ru

²Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 13, Lavrentiev avenue, Novosibirsk, Russia, 630090, e-mail: kzhuravlev@mail.ru

The first results of the study of pseudomorphic heterostructures with double side donor – acceptor doping and additional digital potential barriers based on AlAs are presented. It is shown that the introduction of digital barriers significantly increases the electrons drift velocity overshoot when they enter the region of a strong field by 30–40 %. The effect of hot upper-level electrons localization in superlattices at the edges of the quantum well, leading to an additional increase in the electron drift velocity, is found.

Теоретические оценки и анализ экспериментальных данных показывают, что дрейфовая скорость электронов под затвором полевых транзисторов на гетероструктурах с двусторонним донорно-акцепторным легированием (DA-DpHEMT) существенно больше, чем в обычных DpHEMT. За счёт этого, при длине затвора 0,3 мкм и ширине 0,8 мм DA-DpHEMT имеют коэффициент усиления на 3–4 дБ больше, чем DpHEMT [1–3]. Таким образом, донорно-акцепторное легирование оказалось очень перспективным способом улучшения транзисторных гетероструктур. Последние исследования демонстрируют, что данное направление обладает еще достаточно большими потенциальными возможностями для этого. Всплеск дрейфовой скорости электронов при влёте их в область сильного поля в канале транзистора сильно зависит от степени локализации электронов в канале под затвором транзистора. В свою очередь, степень локализации электронов сильно зависит как от величин разрыва зон на границах гете-

роструктуры, что варьируется выбором гетеропары, так и от эффективности дополнительных потенциальных барьеров, определяемой их геометрией. Для формирования дополнительных потенциальных барьеров с резкими границами необходимо увеличивать поверхностную плотность доноров в n^+ дельта слоях, что имеет определенные технологические ограничения, а также приводит к увеличению рассеяния электронов в канале и снижает их подвижность. Однако, вместо однородных материалов как в спейсере между каналом и n^+ дельта слоем, так и в легированном промежутке между дельта слоем и тонким p^+ слоем, можно использовать структуру, состоящую из набора чередующихся двух – трех монослоев широкозонного материала (AlAs) и четырех – шести монослоев узкозонного материала (GaAs). Использование подобной структуры [4] позволило значительно (на 3–5 дБ) улучшить коэффициент усиления DA-DpHEMT транзисторов и при длине затвора транзистора 0,14 мкм получить усиление порядка 18–20 дБ на частоте 40 ГГц.

Для оценки возможного эффекта от использования «цифровых» барьеров в гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием и объяснения результатов [4], по модели [5], на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона совместно с системой гидродинамических уравнений описывающих нелокальную динамику электронов, были проведены расчёты всплеска дрейфовой скорости электронов в таких структурах. Расчёты показали, что использование «цифровых» барьеров в гетероструктурах с донорно – акцепторным легированием позволяет существенно (на 30–40 %) увеличить дрейфовую скорость электронов под затвором. Помимо этого, набор чередующихся потенциальных барьеров типа сверхрешётки, приводит к локализации внутри нее электронов на квантовых состояниях за пределами квантовой ямы канала. Это ведёт к дополнительному росту дрейфовой скорости электронов, и она приближается к теоретическому пределу для используемой модели - скорости электронов в чистом объёмном материале.

Литература

1. В.М. Лукашин и др., Письма в ЖТФ, **38**(17), 84-89 (2012).
2. А.А. Борисов и др., Письма в ЖТФ, **42**(16), 41-47 (2016).
3. Д.Ю. Протасов и др., Письма в ЖТФ, **44**(6), 77-83 (2018).
4. С.А. Богданов и др., Письма в ЖТФ, **47**(7), 52-54 (2021).
5. А.Б. Пашковский и др., Письма в ЖТФ, **44**(17), 103-110 (2018).

**ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

****Е.В. Богданов, Н.Я. Минина***

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Россия, 119991, г. Москва, Ленинские горы, дом 1, e-mail: bev@mig.phys.msu.ru

**PHOTOCONDUCTIVITY IN p-AlGaAs/GaAs/AlGaAs
HETEROSTRUCTURE AT LOW TEMPERATURES**

****E.V. Bogdanov, N.Ya. Minina***

Lomonosov Moscow State University
Russia, 119991 Moscow, Leninskie Gory 1, e-mail: bev@mig.phys.msu.ru

Effects of negative and positive persistent photoconductivity are found in the p -type $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ heterostructure with normal and inverted heterointerfaces at low temperatures $1,7\div 160$ K. The negative photoconductivity is explained by the existence of a layer of donor-like traps with a low thermal activation barrier of about $6\pm 0,9$ meV near the heterointerface. Positive persistent photoconductivity is associated with electron traps characterized by the magnitude of the thermal activation barrier 22 ± 2 meV at the inverted heterointerface. The effect of uniaxial compression on the magnitude of thermal activation barriers was not found.

В данной работе при низких температурах $T = 1,7\div 160$ К на двойной гетероструктуре $p\text{-Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ с нормальной и инвертированной гетерограницами обнаружены эффекты отрицательной и положительной задержанной фотопроводимости. Отрицательная фотопроводимость (ОФП) объясняется существованием вблизи гетерограницы слоя глубоких донороподобных ловушек с низкой величиной термоактивационного барьера $6\pm 0,9$ мэВ. Положительная задержанная фотопроводимость (ПЗФП) связывается с электронными ловушками на инвертированной гетерогранице, активационный барьер которых составляет 22 ± 2 мэВ. Влияние одноосного сжатия до 3,5 кбар на величину барьеров не обнаружено.

Структура $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ была выращена молекулярно-лучевой эпитаксией в институте Нильса Бора Копенгагенского Университета на подложке из GaAs в направлении $[001]$ и модулировано легирована Be с концентрацией $2\cdot 10^{18}$ см⁻³ в активном слое $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ по обе стороны от квантовой ямы в GaAs шириной 100 Å. Образцы размером $3,0 \times 0,8 \times 0,5$ мм выкалывались из шайбы вдоль естественных плоскостей скольжения с длинной стороной вдоль направления $[110]$, а меза в холловской конфигурации вытравливалась в центральной части образца. При

температуре 1,5 К и нормальном давлении $P = 0$ темновая концентрация и подвижность 2D-дырок составляли $(3 \div 4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{Вс})$ соответственно. Для освещения использовался светодиод с энергией фотона 1,96 эВ. Одноосное сжатие до $P = 3,5$ кбар осуществлялось вдоль длинного направления образца [110] с помощью метода, описанного в работе [1].

Исследования температурной зависимости концентрации 2D-дырок в интервале температур 4,2–200 К были выполнены как в темновом и освещённом состояниях, так и после выключения освещения. При 4,2 К результаты, полученные с помощью эффекта Холла, контролировались по осцилляциям магнитосопротивления и квантовому эффекту Холла в темновом и освещённом состояниях, а также состоянии ПЗФП. Согласие в пределах 2 % данных, полученных разными методами, подтверждает, что определяемая концентрация относится лишь к 2D-дыркам в квантовом яме. Обнаружено, что при температурах ниже 160 К освещение фотодиодом описанных структур помимо ОФП, которая характерна для одиночных $\text{p-GaAs/Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$: Ве гетероструктур с нормальной гетерограницей и объясняется существованием вблизи гетерограницы слоя глубоких донороподобных ловушек [2], приводит также к ПЗФП, к которой релаксирует состояние системы после выключения света. При 4,2 К в состоянии ОФП падение концентрации 2D-дырок достигает 50 % от исходного, а в состоянии ПЗФП превышение концентрации над исходной достигает 30 %. При этом в состоянии ПЗФП отмечается и достигающий 60 % рост подвижности носителей, а само состояние ПЗФП может быть разрушено либо повторным освещением, либо нагревом до температур выше 160 К.

Предположительно за ПЗФП отвечают электронные ловушки на инвертированной гетерогранице, захватывающие возбуждённые светом электроны и удерживающие их при достаточно низких температурах. Применяя подход, разработанный для анализа кинетических явлений в материалах с DX-центрами [3], и соотношений, полученных в [2], удалось на основании наблюдаемых в интервале температур 1,7–200 К зависимостей концентрации в темновом и освещённом состояниях и после прекращения освещения оценить величины термоактивационных барьеров, в том числе и при одноосных деформациях до $P = 3,5$ кбар.

Литература

1. N.Ya. Minina, N.B. Brandt, A.M. Savin, E.V. Bogdanov, J. Phys.: Conf. Series, **121**, 032002 (2008).
2. W. Kraak, N.Ya. Minina, A.A. Ilievsky, C.B. Sorenson, I.V. Berman, Phys. Stat. Sol. (b), **235**, 390 (2003).
3. P.M. Mooney, J. Appl. Phys., **67**, R1 (1990).

**ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В РНЕМТ КВАНТОВЫХ ЯМАХ AlGaAs/InGaAs/GaAs
ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

****Д.А. Сафонов, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин, И.С. Васильевский***

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

**PHOTOCONDUCTIVITY IN PHEMT QUANTUM WELLS AlGaAs/InGaAs/GaAs
AT DIFFERENT TEMPERATURES**

****D.A. Safonov, A.N. Vinichenko, N.I. Kargin, I.S. Vasil'evskii***

National research nuclear University «MEPhI»
Russia, 115409, Moscow, Kashirskoe shosse, 31, e-mail: safonov.dan@mail.ru

Photoconductivity effects on electron transport in one-sided Si doped pseudomorphic quantum wells analyzed in a temperature range 77÷320 K. It is found that neither adding more Si dopants nor increasing light intensity cannot raise electron concentration above certain limit. Light also affects scattering mechanisms in structures, which allows to achieve higher electron mobility with high electron concentration.

Исследования фотопроводимости полезны для изучения поведения легирующей примеси в структуре и DX-центров. DX-центр – это своеобразный глубокий примесный центр, смещенный в кристаллической решетке и захватывающий на себе носители заряда. Из-за захвата на себя двух электронов, DX-центр является отрицательно заряженным [1]. При этом носители могут быть ионизованы с глубокого уровня воздействием на него фотонами с энергией $\geq 1,2$ эВ [2]. Если температура настолько мала, что у носителей заряда не хватает энергии на рекомбинацию, то они остаются в зоне проводимости, обеспечивая тем самым фотопроводимость.

Для анализа параметров квантового электронного транспорта была исследована серия образцов стандартных РНЕМТ КЯ $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ с однородным барьером $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ и односторонним δ -легированием кремнием через спейсер.

У всех образцов с $N_{2D} > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ характер изменения зависимости холловской концентрации n_H от температуры качественно одинаков. Освещение образцов при температуре 77 К приводит к увеличению концентрации электронов в подзонах размерного квантования и фотоионизации носителей заряда. При температурах $\sim 120\div 160$ К зависимость $n_H(T)$ резко уменьшается. Подобный эффект наблюдается в работах других авторов [3]. Это объясняется тем, что при освещении при низких температу-

рах происходит ионизация доноров с последующим перемещением электронов в канал. С увеличением температуры из-за тепловой энергии носители имеют более высокую вероятность туннелирования в реальном пространстве из квантовой ямы через барьер. У образцов с $N_{2D} < 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ характер зависимости $n_H(T)$ принципиально отличается, т. к. донорные уровни исходно находятся значительно выше уровня Ферми и их ионизация более полная, поэтому нет столь резкого изменения концентрации при увеличении температуры и зависимость $n_H(T)$ при освещении имеет более плавный характер. В темноте же зависимости $n_H(T)$ в образцах со слабым легированием изменяются незначительно.

Сравнение зависимостей холловской подвижности электронов от концентрации $\mu_H(n_H)$ при 77 К с освещением и без подсветки показывает, что максимум на графике $\mu_H(n_H)$ определяется только концентрацией носителей тока в КЯ. При подсветке образцы с наиболее сильным легированием демонстрируют асимптотический характер зависимости при концентрациях $n_H = 2,36 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, значение которой отвечает пиннингу донорных состояний DX-центров на уровне Ферми, и определяется только параметрами КЯ: ее глубиной, шириной и эффективной массой электронов.

Для образцов с концентрацией доноров $N_{2D} < 1,64 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ зависимость $\mu_H(n_H)$ при освещении хорошо совпадает с зависимостью в темноте, из чего можно сделать вывод, что в этом диапазоне концентраций механизмы рассеяния не меняются при подсветке. В образцах же с $N_{2D} > 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ μ_H выше при тех же значениях концентрации n_H . Холловская концентрация электронов в подсвеченном образце с $N_{2D} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ примерно совпадает с концентрацией в образце с $N_{2D} = 11 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в темноте, но при этом подвижность электронов в первом образце при подсветке больше, то есть изменение концентрации электронов с помощью освещения не эквивалентно увеличению количества доноров. Это означает изменение условий рассеяния в диапазоне высокой концентрации электронов. Разница в μ_H при одинаковых значениях n_H обусловлена, скорее всего, тем, что подсветка больше влияет на глубокие доноры, так как мелкие уже ионизированы.

Литература

1. P.M. Mooney, Semicond. Sci. Technol., **6**(10B), B1–B8 (1991).
2. M. Grundmann, Phys. of Semicond., Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg (2010).
3. E.F. Schubert et al., J. Phys. C Solid State Phys., **18**(9), L215–L221 (1985).

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ
НЕОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ВПМ:
ОГРАНИЧЕНИЯ ИЗ-ЗА ДИФфуЗИИ**

****Д.В. Никеров, В.Р. Никитенко***

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Российская Федерация, г. Москва, Каширское ш., 31, e-mail: dnik@bk.ru

**TIME-OF-FLIGHT MEASUREMENT OF MOBILITY IN THIN FILMS
OF DISORDERED INORGANIC SEMICONDUCTORS: LIMITATIONS DUE
TO DIFFUSION**

****D.V. Nikerov, V.R. Nikitenko***

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)
115409, Russian Federation, Moscow, Kashirskoe shosse, 31, e-mail: dnik@bk.ru

Assuming an exponential energy distribution of localized states, analytical solution of the 1D convection–diffusion equation for the cases of the infinite medium and the reflecting front electrode have been obtained. Corresponding analytic expressions for the transient current density have been obtained. An assessment of the applicability of the existing TOF models is given.

Времяпролетный метод (ВПМ) – известный и надежный метод определения подвижности в тонких слоях высокоомных полупроводников, в том числе неупорядоченных. Концентрация носителей заряда, дрейфующих через исследуемый слой, существенно зависит от координаты и времени. Обычная методика ВПМ предполагает, что диффузией можно пренебречь. Однако, это условие все труднее обеспечить при уменьшении толщины слоя. При таком уменьшении градиент концентрации становится все больше даже при временах, близких к времени пролета; соответственно, растет и вклад диффузионного тока [1]. Это обстоятельство является одной из причин, ограничивающих применимость традиционного метода ВПМ для малых толщин образцов, а также малых напряженностей электрического поля. Тем не менее, именно тонкие (менее 1 мкм) слои широко используются в электронике [2]. Попытки применить метод ВПМ к таким тонким слоям (при помощи дополнительных генерационных слоев) сталкиваются с многочисленными трудностями, в том числе связанными с интерпретацией результатов [3].

Для теоретического анализа переходного тока ВПМ часто применяют решение уравнения дрейфа-диффузии, которое отвечает движению носителей в бесконечной среде. Такой подход оправдан, если можно пренебречь влиянием электрода, около которого генерируются носители, на их движение, что верно при достаточно большой напряженности поля и тол-

щине образца. Однако, корректный учет диффузии требует учета граничного условия, которое в случае ВПМ состоит в отсутствии тока проводимости через электрод. Получено аналитическое решение уравнения дрейфа-диффузии как для бесконечной среды, так и с граничным условием, отвечающим отсутствию тока проводимости через электрод, в предположении экспоненциального распределения по энергии локализованных состояний (ловушек), контролирующих транспорт. Получены аналитические выражения для плотности переходного тока на основе этих решений, а также известного решения с полным пренебрежением диффузией [4]. Проведено сравнение этих выражений. Мы используем полный набор параметров транспорта носителей заряда для нелегированного аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H), изготовленного с помощью плазменно-химического осаждения из газовой фазы (именно для образцов a-Si:H, полученных при этой технологии изготовления, характерен экспоненциальный хвост распределения ловушек по энергии вблизи зоны проводимости). Данный набор параметров с использованием измерений в установившемся режиме и алгоритма самообучающейся оптимизации (TLBO) получен с высокой точностью в недавней работе [5], что необходимо для проверки представленных аналитических выражений для плотности переходного тока.

Результаты этой работы дают информацию о параметрах (толщине пленки, напряжённости поля, температуре), при которых время пролета, полученное обычным методом анализа данных ВПМ, не искажается диффузией.

Литература

1. Н.А. Королёв, В.Р. Никитенко, Д.В. Иванов, Физ. Техн. Полупров., **45**, 235 (2011).
2. L. Huo, T. Liu, X. Sun, Y. Cai, A.J. Heeger, Y. Sun, Adv. Mater., **27**, 2938 (2015).
3. J.M. Lupton et al., Phys. Rev. B, **63**, 155206 (2001).
4. V.I. Arkhipov, A.I. Rudenko, Philos. Mag. B, **45**, 189 (1982).
5. L. Kopprio, C. Longeaud, J. Schmidt, Semicond. Sci. Technol., **34**, 14 (2019).

ИМПУЛЬСНОЕ ЛАЗЕРНОЕ НАПЫЛЕНИЕ InGaAsP НА GaAs И Si

****О.В. Девитский^{1,2}, А.С. Пащенко^{1,2}, Д.А. Никулин², И.А. Сысоев²***

¹Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН
Россия, 344006, г. Ростов-на-Дону, пр. Чехова, 41, e-mail: v2517@rambler.ru

²Северо-кавказский федеральный университет
Россия, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1, e-mail: dmitnikul@gmail.com

PULSED LASER DEPOSITION OF InGaAsP ON GaAs AND Si

****O.V. Devitsky^{1,2}, A.S. Pashchenko¹, D.A. Nikulin², I.A. Sysoev²***

¹Federal Research Center Southern Scientific Center of the Russian Academy of Sciences
Russia, 344006, Rostov-on-Don, 41 Chekhov Ave., e-mail: v2517@rambler.ru

²North Caucasian Federal University
Russia, 355017, Stavropol, st. Pushkin, 1, e-mail: dmitnikul@gmail.com

In this work, thin films of the solid solution $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{As}_{0,66}\text{P}_{0,34}$ on GaAs and Si substrates were obtained by the method of pulsed laser deposition. An original method of manufacturing a target for pulsed laser deposition of InGaAsP thin films is proposed. It was found that the stoichiometric composition of the formed target and the resulting films is the same. It is shown that the Raman spectra of the obtained thin films correspond to the four-mode regime of phonon dynamics in the crystal lattice of the GaInAsP solid solution.

Четырёхкомпонентный твердый раствор InGaAsP является одним из самых перспективных материалов для оптоэлектронных устройств: фотодетекторов, лазеров, солнечных элементов. Основными методами получения InGaAsP являются молекулярно-лучевая и жидкофазная эпитаксия, а также МОС-гидридная эпитаксия. Для получения тонких пленок InGaAsP нами был применен метод импульсного лазерного напыления [1]. Данный метод является дискретным, поэтому массоперенос материала мишени на поверхность подложки происходит за короткие промежутки времени между лазерными импульсами.

Импульсное лазерное напыление тонких пленок InGaAsP на подложки GaAs(100) и Si(100) происходило в атмосфере особо чистого аргона. Использовалось лазерное излучение второй гармоники АУГ:Nd³⁺-лазера с длиной волны 532 нм. Температура подложки GaAs и Si равнялась 450 °С, плотность энергии лазерного импульса составляла 2 Дж/см². Мишень InGaAsP изготавливалась из порошков GaP, GaAs и InAs с разме-

ром зерна не более 20 мкм методом изостатического холодного прессования при давлении 207 МПа.

Методом рентгеновского энергодисперсионного анализа было установлено, что стехиометрический состав мишени и поверхности полученных пленок совпадает и имеет формулу $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{As}_{0,66}\text{P}_{0,34}$. Результаты исследования спектров комбинационного рассеяния тонких пленок InGaAsP на подложках кремния и GaAs, приведены на рис. 1. Как видно из рис.1, спектры обоих пленок содержат LO-моды GaAs, InAs, InP, GaP локализованные на одинаковых частотах. В следствии этого, полученные нами тонкие пленки твердого раствора InGaAsP соответствуют четырех-модовому режиму динамики фононов в кристаллической решетке. Наличие максимумов в диапазоне частот 150–160 cm^{-1} (кривая 2) можно объяснить появлением LA фоновой моды из-за присутствия сильных упругих напряжений рассогласования периодов решетки твердого раствора GaInAsP и подложки Si (около 6 %). Смещение фоновой LO-моды GaP для пленки, полученной на Si обусловлен наличием упругих напряжений на гетерогранице.

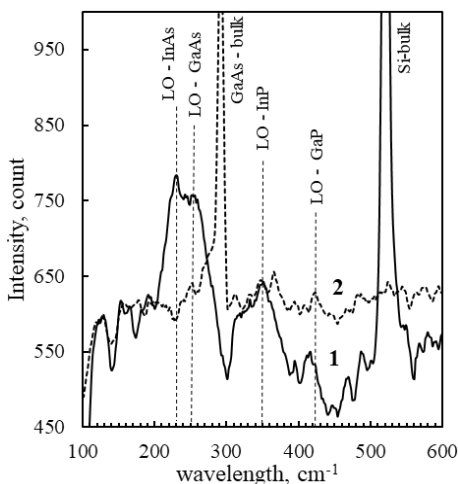


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния тонких пленок $\text{In}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}\text{As}_{0,66}\text{P}_{0,34}$ на подложках GaAs (кривая 1) и Si (кривая 2)

Публикация подготовлена в рамках реализации государственного задания «Разработка и создание полупроводниковых гетероинтерфейсов на основе многокомпонентных материалов для устройств СВЧ-электроники и фотоники» на 2021 г. номер государственной регистрации АААА-А19-119040390081-2 и гранта РФФИ 19-79-10024.

Литература

1. L.S. Lunin, M.L. Lunina, O.V. Devitsky and I.A. Sysoev, *Semicond.*, **53** (2017).

ТЕХНОЛОГИИ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

**Д.Э. Великовский¹, Н.Е. Курбанова¹, Д.В. Непомнящих², В.В. Курикалов¹*

¹АО «НПФ «Микран», Россия, 634041, Томск, пр. Кирова, 51д

e-mail: level@micran.ru

²Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)
Россия, 634050, Томск, Томская обл., пр. Ленина, 40

GAN-BASED HEMT TECHNOLOGIES

**L.E. Velikovskiy¹, N.Y. Kurbanova¹, D.V. Nepomnyashchikh², V.V. Kurikalov¹*

¹JSC Micran, Research and production company, 634041, Kirov ave., Tomsk, Russia

²Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
634050, 40 Lenin ave., Tomsk, Russia

High electron mobility transistors (HEMTs) technologies based on Al-GaN/GaN and InAlN/GaN heterostructures have been developed. The research focused on influence of epitaxial growth conditions and buffer doping profiles on electrical properties of these transistors. An output power density of 4 W/mm at 17 GHz for $V_{ds} = 15$ V was demonstrated for InAlN/GaN HEMTs and 8,6 W/mm at 3,4 GHz for $V_{ds} = 40$ V for AlGaIn/GaN HEMTs.

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе GaN обладают большим потенциалом для применения в мощных устройствах СВЧ диапазона. Технологическая линия производства GaAs СВЧ МИС АО «НПФ «Микран» была использована для разработки и изготовления мощных СВЧ транзисторов на основе InAlN/AlN/GaN и AlGaIn/AlN/GaN гетероструктур на подложках 4H-SiC диаметром 100 мм. Разработаны технологии СВЧ транзисторов с длиной затвора (L_g) равной 0,5, 0,25 и 0,15 мкм, изготавливаемых с помощью проекционной (с $L_g = 0,5$ мкм) и электронно-лучевой литографий ($L_g = 0,25$ и 0,15 мкм).

Эпитаксиальный рост гетероструктур выполнялся методом MOCVD в НТЦ «Микроэлектроника». Гетероструктуры InAlN/AlN/GaN имеют более высокую $(2,5 \div 3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ по сравнению с AlGaIn/AlN/GaN концентрацию электронов в двумерном электронном газе (2DEG). Применение InAlN/AlN/GaN гетероструктуры дает преимущество в короткоканальных ($L_g \leq 0,15$ мкм) транзисторах, поскольку позволяет сохранить высокую плотность тока в транзисторе с уменьшенным до $5 \div 7$ нм расстоянием затвор-канал. Барьерный слой AlGaIn переменного состава, расположенный под каналом транзистора, позволяет улучшить пространственное ограничение электронов в 2DEG, что необходимо для повышения усиления и КПД короткоканальных HEMT. Для достижения высоких значений

напряжения пробоя в транзисторах используются буферные слои оптимизированной конструкции на основе Fe-легирования. Достигнутое в результате разработки и оптимизации конструкции AlGaIn/GaN HEMT напряжение пробоя исток-сток для находится в диапазоне 150÷200 В для транзисторов с периферией затвора более 1 мм.

Разработанные транзисторы предназначены для применения в качестве дискретных транзисторов, а также в составе СВЧ МИС. Основные параметры разработанных транзисторов приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры технологий

Технология	GaN05	GaN025	InAlN015
Диапазон частот, ГГц	≤ 8	≤ 18	≤ 40
Максимальный ток, А/мм	1,0	1,0	1,6
Рабочее напряжение, В	≤ 55	≤ 40	≤ 30
Напряжение пробоя, В	≥ 160	≥ 150	≥ 120
Длина затвора, мкм	0,5	0,25	0,15
Удельная выходная мощность (Вт/мм)	6÷8 (6 ГГц)	$\geq 8,5$ (3,4 ГГц) $\geq 5,5$ (10 ГГц)	4÷4,8 Вт/мм (30 ГГц)*
КПД по добавленной мощности (РАЕ), %	50 % (6 ГГц)	≥ 65 % (3,4 ГГц) 45 % (10 ГГц)	48 % (30 ГГц)*
Коэффициент усиления по мощности (MaxGain), дБ	> 20 дБ (6 ГГц)	> 20 дБ (3,4 ГГц) > 12 дБ (10 ГГц)	$> 12,5$ дБ (30 ГГц)*

*Расчет.

Для получения параметров транзисторов на частоте 30 ГГц использовались разработанные нелинейные СВЧ модели. Измерения InAlN/GaN HEMT на частоте 17 ГГц позволили продемонстрировать удельную мощность 4 Вт/мм для рабочего напряжения 15 В.

По технологиям GaN05 и GaN025 (длина затвора 0,5 и 0,25 мкм соответственно) были изготовлены транзисторы с периферией затвора 12,96 мм (для GaN0.5), 1,25, 2,5, 5, 10 и 20 мм (для GaN025). Для корпусированных транзисторов с периферией затвора 12,96 мм на частоте 3,4 ГГц была получена максимальная СВЧ мощность более 82 Вт при 53 % КПД по добавленной мощности.

**ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ AuNi/n⁺-Si ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ**

****Н.А. Торхов^{1,2,3}, М.С. Клещенко¹, В.А. Новиков², В.А. Будняев³***

¹Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов
Россия, 634034, г. Томск, ул. Красноармейская 99 А, e-mail: trkf@mail.ru

²Томский государственный университет, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

³Севастопольский государственный университет,
Россия, 299053, г. Севастополь, ул. Университетская, 33

PHYSICAL MECHANISMS OF LOW-TEMPERATURE AuNi/n⁺-Si OHMIC CONTACTS

****N.A. Torkhov^{1,2,3}, M.S. Kleschenok¹, V.A. Novikov², V.A. Budnyaev³***

¹Scientific- Research Institute of Semiconductors
634034, Russia, Tomsk, 99A, Krasnoarmeiskaya Str., e-mail: trkf@mail.ru

²Tomsk State University, 634050, Tomsk, Russia, Lenina Av., 36

³Sevastopol State University, Russia, 299053, Sevastopol, Universitetskaya st., 33

The revealed dependence of the ground n⁺-Si{111} surface work function on its morphology makes it possible to obtain low-resistance ohmic contacts at low ($T \leq 400$ °C) annealing temperatures without high-temperature eutectic alloys formation in the M-S junction.

Относительно высокие температуры отжига AuNi/n⁺-Si{111} низкоомных омических контактов накладывают определенные ограничения на порядок технологических операций изготовления кремниевых приборов на основе р-п -переходов. Прежде всего это связано с температурами Т образования при нормальном давлении на интерфейсе металл-полупроводник эвтектических сплавов ди- (NiSi₂, $T \geq 600$ °C, $R_{\Omega} = 10^{-5} \div 10^{-6}$ Ом · см²) и моно-силицидов (NiSi, $T \gg 350$ °C, $R_{\Omega} = 10^{-4} \div 10^{-5}$ Ом · см²) кремния [1] обеспечивающих в соответствии с физическими механизмами формирования омических контактов (ОК) необходимые омические сопротивления R_{Ω} [2].

Обнаруженная методом зонда Кельвина АСМ зависимость работы выхода шлифованной поверхности n⁺-Si{111} сопротивлением 0,01 Ω от её морфологии позволяет получать ОК со значениями $R_{\Omega} = (4 \div 6) \cdot 10^{-5}$ Ом · см² при пониженных ($T \leq 400$ °C) температурах отжига без формирования высокотемпературной эвтектики в области интерфейса М-П (рис. 1). Исследование фазового состава и структурных параметров полученных ОК методами рентгеноструктурного анализа (XRD) на дифрактометре XRD-6000 на CuK_α-излучении с использованием баз данных “PDF 4+”, а также программы полнопрофильного анализа “POWDER

CELL 2.4” выявило полное отсутствие “высокотемпературных” фаз и присутствие в числе прочих (Au_3Ni , Ni и Au) “низкотемпературных” фаз Ni_3Si и Ni_2Si ($T = 200 \div 350$ °C) (рис. 2).

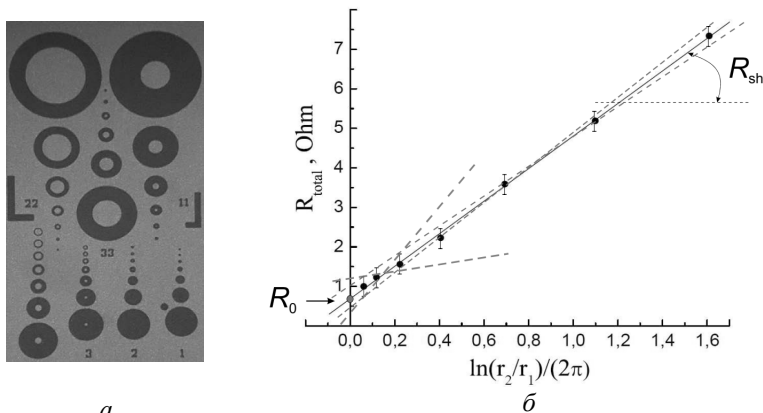


Рис. 1. Чип содержащий отожженные при $T \approx 400$ °C $\text{AuNi/n}^+\text{-Si}\{111\}$ тесты RTLM (Radial Transmission Line Method) ОК – а) и результаты измерения для RTLM (погрешность метода < 10 %): $r_1 = \text{Const}$, $r_2 = \text{parameter}$, $s = \text{parameter} - \bar{\phi}$)

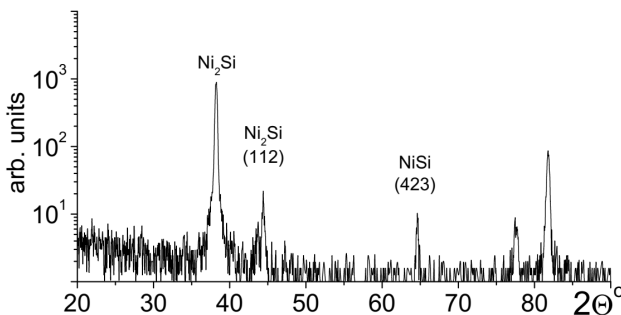


Рис. 2. XRD-спектр образца $\text{AuNi/n}^+\text{-Si}\{111\}$ отожженного при $T \approx 400$ °C

Литература

1. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции. Под ред. Дж. Поута, К.Тн.Дж. Майера. М.: Мир. 576 с. (1982).
2. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, ФТП, **41**(11), 1281-1308 (2007).

**МЕХАНИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ХИМИЧЕСКОГО ОКСИДА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ**

^{*}Н.А. Торхов^{1,2,3}, Е.В. Никульникова¹, В.А. Будняев³

¹Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов

Россия, 634034, г. Томск, ул. Красноармейская 99 А, e-mail: trkf@mail.ru

²Томский государственный университет, Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

³Севастопольский государственный университет,

Россия, 299053, г. Севастополь, ул. Университетская, 33

**MECHANICAL AND ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF GALLIUM-ARSENIDE
CHEMICAL OXIDE**

^{*}N.A. Torkhov^{1,2,3}, E.V. Nikulnikova¹, V.A. Budnyaev³

¹Scientific- Research Institute of Semiconductors

634034, Russia, Tomsk, 99A, Krasnoarmeiskaya Str., e-mail: trkf@mail.ru

²Tomsk State University, 634050, Tomsk, Russia, Lenina Av., 36

³Sevastopol State University, Russia, 299053, Sevastopol, Universitetskaya st., 33

The electrophysical and mechanical properties of n^+ -GaAs{100}-based chemical oxide have been investigated. It was revealed that its properties are highly sensitive to the state of initial surface and process conditions.

Качество и простота получения нанопленок (<150 нм) химического оксида (ХОП) на декапированной в растворе $H_2SO_4:H_2O = 1:10$ поверхности арсенида галлия n^+ -GaAs{100} [1] ($N_{D+} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) обусловили их применение для эффективной пассивации поверхности в приборах DC- и RF-электроники. Несмотря на это многие электрофизические (работа выхода A_e) и механические (текучесть C , твердость H и упругость E) свойства ХОП в отличие от ХОП на p^+ -GaAs{100} [2] практически не изучены.

Получено, что свойства ХОП сильно чувствительны к состоянию исходной поверхности и условиям его получения. Энергия активации образования ХОП на n -GaAs $E_a(n\text{-GaAs}) = 0,55 \text{ эВ}$ превышает аналогичное значение для p -GaAs $E_a(p\text{-GaAs}) = 0,3 \text{ эВ}$ [2]. С увеличением температуры отжига T в атмосфере азота при нормальных условиях определенная методом зонда Кельвина АСМ работа выхода ХОП в среднем увеличивается с $A_e = 4,1 \div 4,3 \text{ эВ}$ (для $T = 350 \text{ }^\circ\text{C}$) до $A_e = 4,5 \div 4,64 \text{ эВ}$ (для $T = 360 \text{ }^\circ\text{C}$) и $A_e = 4,7 \div 4,8 \text{ эВ}$ (для $T = 370 \text{ }^\circ\text{C}$). Наноиндентирование системой “Table top nanoindentation system” (производства Instruments, Швейцария) показало, что ХОП представляет собой не совсем четкую слоистую структуру и характеризуется интегральными значениями механических констант представленных в табл. 1. Исследование фазового состава нанопленок

ХОП осуществлялось методами рентгеноструктурного анализа (XRD) на дифрактометре “XRD-6000” на CuK_α -излучении с использованием баз данных “PDF 4+”, а также программы полнопрофильного анализа “POWDER CELL 2.4” (рис. 1). В соответствии с массовыми долями ω ХОП имеет следующий фазовый состав: AsO_2 ($\omega = 24\%$), GaAsO_4 ($\omega = 21\%$) и Ga_2O_3 ($\omega = 19\%$). Видимость фаз Ga ($\omega = 12\%$) и As ($\omega = 24\%$), по-видимому, связана с захватом приповерхностной области n^+ -GaAs.

Таблица 1. Механические параметры ХОП n^+ -GaAs{100} в зависимости от температуры отжига в атмосфере азота N_2

Температура отжига T , °C	350	360	370
Твердость H_{IT} , МПа	10252	9849	8681
Твердость по Виккерсу H_V , ГПа	949	912	804
Модуль Юнга E_{IT} , ГПа	118	114	118
Текучесть C_{IT} , %	1,06	0,94	1,41

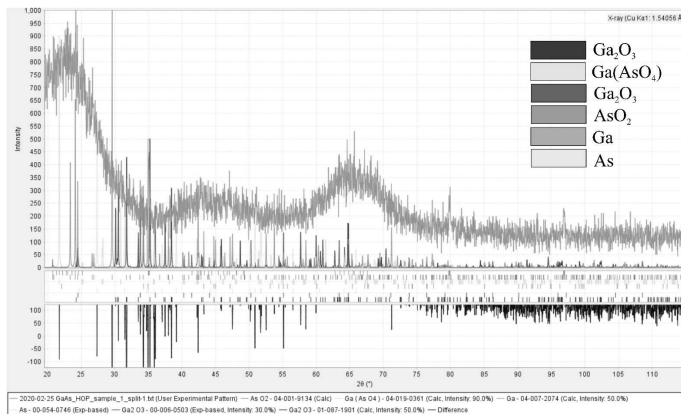


Рис. 1

Литература

1. Л.Н. Возмилова, Э.В. Буц Способ получения окисного покрытия на полупроводниковых материалах типа АЗВ5. Авторское свидетельство 980565, СССР (1983).
2. N.A. Torkhov et al., Proc. of the 27-th Int. Conf. “Microw. & Telecommun. Tech.” (CriMiKo-2017), 875-881 (2017).

НАНЕСЕНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ НА ПСЕВДОСПЛАВ SiC-Al

*Н.А. Леонтьев, *Е.А. Ревин, И.Е. Лихачева, Е.Д. Курдогло*

Акционерное общество «Научно-производственное предприятие
«ИСТОК» имени Шокина», Россия, 141190, г. Фрязино, Вокзальная, дом 2а,
e-mail: jin-15@mail.ru

APPLICATION OF MULTILAYER COATINGS ON SiC-Al PSEUDO-ALLOY

*N.A. Leontev, *E.A. Revlin, I.E. Lihacheva, E.D. Kyrdoglo*

JSC NPP Istok of Shokin, Russia, 141190 Moscow Region, Fryazino, Vokzalnaya St., 2a,
e-mail: jin-15@mail.ru

Modern instrumentation requires the use of materials that combine low weight, high thermal conductivity and low coefficient of thermal expansion. One of the materials that meet these requirements is the SiC-Al pseudo-alloy. This work was carried out in order to obtain the technology of surface preparation and coating of products made of SiC-Al pseudo-alloy. It considered the methods of degreasing and etching the surface of SiC-Al in various combinations of solutions, the effect of these solutions on the structure of products made of this pseudo-alloy, chemical nickel-plating of SiC-Al in a reusable solution and the effect of its composition on the quality of the resulting coatings.

Перед радиоэлектронным приборостроением стоит задача по снижению массы приемопередающих модулей СВЧ и поиску материала с сочетанием высокой теплопроводности, как у металлов, и низкого коэффициента теплового расширения, как у керамики. Такой материал как SiC-Al (псевдосплав карбида кремния с алюминием 10–13 % и 85,81– 90 %, соответственно) удовлетворяет этим требованиям.

Нанесение гальванических покрытий позволит значительно расширить возможности применения этого порошкового материала, например, в качестве теплоотводящих оснований.

Для образцов из SiC-Al была проведена работа по поиску и отработке способов подготовки поверхности перед нанесением функциональных покрытий; разработка технологии нанесения химического и гальванического покрытий; изучение влияния состава и загруженности раствора химического никелирования на качество покрытия.

При подготовке поверхности изделий из SiC-Al необходимо точно соблюдать время травления в щелочи. В случае превышения времени травления в щелочи происходит выявление на поверхности изделий из SiC-Al карбида кремния.

Основное покрытие для изделий из SiC-Al - это химический никель. Важнейшей задачей на предприятии при многократном использовании раствора химического никелирования является необходимость контролировать в процессе работы содержание фосфитов в растворе. Было установлено, что превышение концентрации фосфитов более 32 г/л приводит к некачественному покрытию. Кроме того, необходимо наличие деталей из алюминия в растворе химического никелирования во время проведения процесса покрытия изделий из SiC-Al, так как это создает необходимое условие для начала реакции восстановления никеля на поверхности SiC-Al. После нанесения химического никеля на образцы из SiC-Al можно наносить любые сочетания гальванических покрытий.

На образцах из SiC-Al, покрытых Хим.Н18.Н1.ЗлЗ, были проведены испытания: контроль прочности сцепления функционального покрытия был проведен методом нагрева, согласно п.5.9 ГОСТ 9.302-88. Испытание на воздействие изменения температуры среды, с максимальным значением температуры 85 °С и минимальным значением -65 °С, проводили методом 205-1 согласно ГОСТ 20.57.406-81. Все образцы выдержали испытания.

Опробовав ряд способов подготовки поверхности изделий из SiC-Al, а также изучив влияние состава раствора химического никеля на качество покрытия, была подобрана и проработана технология подготовки и покрытия различных изделий из SiC-Al. В данный момент эта технология применяется для покрытия гальваническим золотом оснований, используемых в СВЧ приборах.

**ТЕХНОЛОГИЯ ПОДГОТОВКИ И НАНЕСЕНИЯ ГАЛЬВАНИЧЕСКОГО
ПОКРЫТИЯ НА КОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ С ПОВЫШЕННЫМИ
ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ДЕТАЛЕЙ СВЧ**

****Н.А. Леонтьев, Е.А. Ревин, И.Е. Лихачева, Е.Д. Курдогло***

АО «Научно-производственное предприятие «ИСТОК» им. Шокина»
Россия, 141190, г. Фрязино, Вокзальная, дом 2а, e-mail: kolik-1993@mail.ru

**TECHNOLOGY OF PREPARATION AND APPLICATION OF ELECTROPLATING
ON COMPOSITE MATERIALS WITH INCREASED THERMOPHYSICAL
PROPERTIES FOR PRODUCTION OF MICROWAVE PARTS**

****N.A. Leontev, E.A. Revin, I.E. Lihacheva, E.D. Kyrdoglo***

JSC NPP Istok of Shokin, Russia, 141190 Moscow Region, Fryazino, Vokzalnaya St., 2a,
e-mail: kolik-1993@mail.ru

The purpose of this work is to create and develop a technology for the preparation and application of electroplating on composite materials with increased thermophysical properties. Such materials include WCu-15 obtained by powder metallurgy and Cu/Mo/Cu obtained by diffusion welding in vacuum. Control of the adhesion strength of the functional coating, testing of samples for the effects of changes in the ambient temperature and for the effects of high humidity.

Современные направления науки и техники зачастую требуют от металлов такой совокупности свойств, которую металл в чистом виде не способен обеспечить. В таких случаях используют сплавы, но порой получить сплав в привычном понимании почти невозможно. Актуальными являются работы по созданию новых материалов.

Методом порошковой металлургии получают, так называемые, псевдосплавы, к такому материалу относится ВД-15 (псевдосплав вольфрама с медью 85 и 15 % соответственно).

Методом диффузионной сварки в вакууме получают композитные материалы на основе композиций из слоев бескислородной меди и слоев материала с низким КТЛР – молибден (Cu/Mo/Cu).

Нанесение гальванических покрытий позволит значительно расширить возможности применения этих композитных материалов.

Целью выполнения работы является: создание технологии подготовки и нанесения гальванического покрытия на композитные материалы с повышенными теплофизическими свойствами; испытания этих образцов после нанесения на них функционального покрытия.

В подготовке поверхности образцов из композиционного материала ВД-15 перед нанесением функциональных покрытий основную роль играет травление. Лучший результат в качестве травильного раствора показала тройная смесь на основе перекиси водорода и муравьиной кислоты с временем выдержки 10 секунд. Более длительное время травления приводит к разрушению материала.

В качестве покрытия для ВД-15, из-за пористости материала, было выбрано химическое никелирование с последующим нанесением гальванического никеля.

При подготовке поверхности изделий из Cu/Mo/Cu необходимо точно соблюдать время травления. В качестве раствора травления выбран раствор смеси кислот с тиомочевинной, время обработки 10–20 секунд. В случае превышения времени травления происходит растравливание поверхности медной пластины. Более короткое время травления недостаточно для подготовки торцевой поверхности молибдена, что в дальнейшем приведет к отслаиванию гальванического покрытия. При работе с многослойным композитным материалом обработка с использованием ультразвука недопустима, так как может привести к расслаиванию материала.

В качестве покрытия для многослойного композитного материала типа Cu/Mo/Cu, было выбрано никелирование с предварительным нанесением тонкого слоя гальванического никеля с последующим отжигом в водородной среде при 800 °С.

Все образцы выдержали следующие испытания: контроль прочности сцепления функционального покрытия был проведен методом нагрева, согласно п.5.9 ГОСТ 9.302-88; испытание на воздействие изменения температуры среды, с максимальным значением температуры 85 °С и минимальным значением –65 °С, проводили методом 205-1 согласно ГОСТ 20.57.406-81; испытание на воздействие повышенной влажности воздуха: относительная влажность воздуха 98% при температуре 40 °С, проводили методом 207-2 согласно ГОСТ 20.57.406-81.

Данные композитные материалы с повышенными теплофизическими свойствами можно использовать для производства деталей СВЧ приборов. Никелевое покрытие дает возможность пайки таких деталей и обеспечивает более долгий срок службы изделия.

**КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗРАБОТКИ
МИКРОСХЕМЫ «РАЗВЕТВИТЕЛЬ ТАКТОВОГО СИГНАЛА»
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ 180 НМ**

****Е.В. Анохин^{1,2}***

¹АО НПЦ “ЭЛВИС”, Россия, 124498, г. Москва, проезд №4922, дом 4

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
Россия, 124498, г. Москва, пл. Шокина 1, e-mail: netadm@miec.ru

**DESIGN AND TECHNOLOGICAL FEATURES OF THE DEVELOPMENT
OF THE «CLOCK SIGNAL SPLITTER» MICROCIRCUIT
USING 180 NM TECHNOLOGY**

****E.V. Anohin^{1,2}***

¹JSC SPC “ELVEES”, Russia, 124498, Moscow, passage No.4922, 4

²National Research University of Electronic Technology (MIET),
Russia, Moscow, Shokina sq. 1, e-mail: netadm@miec.ru

The paper presents an overview of the main design and technological processes of the development of the chip “Clock signal splitter” using 180 nm technology. The main topological and design solutions used to improve the characteristics and reliability of the microcircuit are considered.

Разрабатываемый разветвитель структурно состоял из двух буферов входных тактовых сигналов, которые усиливают поступающие на них сигналы. Далее буферизованные тактовые сигналы поступают на мультиплексор, где происходит выбор тактовых сигналов и их коммутация. В дальнейшем мультиплицированный тактовый сигнал поступает на выходные LVPECL интерфейсы, с которых дифференциальные выходные сигналы поступают на контактные площадки.

Для минимизации разбросов задержек распространения сигнала между выходами проводящие дифференциальные пары выполнялись в 6 слое металлизации, который является верхним, сделано это с целью уменьшения емкостной паразитной составляющей. Данные дифференциальные пары представляли собой проводящие трассы змеевидной формы с углами поворота в 45 градусов, их сопротивления выравнивались между собой с точностью до 1 %. С целью уменьшения сопротивления данных проводящих трасс было принято решение сделать их двойными, а именно параллельно идущими двумя трассами максимально допустимой ширины по технологии 180 нм (11 мкм), которые соединялись между собой с определённым шагом, где это было возможно, создавая тем самым необходимое слотирование для широких проводящих трасс. Также с целью уменьшения емкостной составляющей был сделан запрет генерации

dummy элементов всех слоёв непосредственно под выходными проводниками.

Чтобы уменьшить задержку распространения сигнала от входа к выходам, было максимально уменьшено расстояние между всеми элементами, что позволяет существенно снизить емкостную паразитную составляющую [1]. Особое внимание было уделено непосредственно основному тракту передачи сигнала, по возможности все используемые цифровые элементы, а также элементы со статическими сигналами, для которых минимизация расстояния не была так необходима, выносились за пределы основного тракта передачи, чтобы не увеличивать за счёт них размеры данного тракта.

Для защиты от шумов подложки наиболее чувствительных транзисторов токовых зеркал были использованы защитные кольца, подключённые к питанию или земле в зависимости от типов канала транзистора [2]. Дифференциальные пары некоторых токовых зеркал были согласованы по типу построения массивов с перекрёстными связями. Такое согласование позволило уменьшить чувствительность транзисторов к горизонтальными вертикальным градиентам [3].

По результатам работы было проведено моделирование с учётом паразитных составляющих, которое показало приемлемое соответствие топологии с схемотехнической реализацией. Дальнейшие перспективы развития топологии заключаются в разделении “сильношумящей” земли от “слабошумящей” земли, которая будет использоваться в качестве экранирования, а также в уменьшении паразитных составляющих, выявленных при измерении готового тестового чипа.

Литература

1. Ж.Б. Садыков, В.Ю. Шейн, Волновая электроника и её применения в информационных и телекоммуникационных системах, сборник статей (2018).
2. Ж.Б. Садыков, Р.А. Вольф, Россия молодая: передовые технологии – в промышленность. Особенности согласования элементов схемы при проектировании топологии компаратора. Омск (2017).
3. Ж.Б. Садыков, Р.А. Вольф, Волновая электроника и её применения в информационных и телекоммуникационных системах, сборник статей (2017).

**ЭПИТАКСИАЛЬНАЯ ИНТЕГРАЦИЯ EuO С ГЕРМАНИЕМ
ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ СПИНТРОНИКИ**

****Д.В. Аверьянов¹, И.С. Соколов¹, И.А. Каратеев¹, А.Н. Талденков¹, О.А. Кондратьев¹, А.М. Токмачёв¹, О.Е. Парфёнов¹, В.Г. Сторчак¹***

¹НИИ «Курчатовский институт»

Россия, 123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, дом 1, e-mail: dm_averyanov@mail.ru

**EPITAXIAL INTEGRATION OF EuO WITH GERMANIUM
FOR SPINTRONIC ELEMENTS**

****D.V. Averyanov¹, I.S. Sokolov¹, I.A. Karateev¹, A.N. Taldenkov¹, O.A. Kondratev¹,
A.M. Tokmachev¹, O.E. Parfenov¹, V.G. Storchak¹***

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”

Russia, 123182, Moscow, Kurchatov Sq. 1, e-mail: dm_averyanov@mail.ru

Oxide materials, demonstrating unique yet technologically relevant properties, have become an important part of microelectronics. Their integration with mature technological platforms of the semiconductor industry is particularly enticing. The key requirement to enjoy the benefits of such functional heterostructures is their perfect quality which constitutes a major challenge. Here, we report synthesis and properties of EuO/Ge(001), a system promising for high-performance spintronic devices. A special growth technique is developed to preserve the interfacial structure while retaining the monocrystallinity of the films. RHEED, XRD and TEM measurements testify the epitaxial growth, atomically sharp interfaces and the absence of side products. Magnetic properties of the films match those of the bulk. Transport measurements reveal the insulating behavior of the films stemming from their stoichiometry. The synthesis based on surface phases provides a route to modify properties of the interface. The results demonstrate high quality of the structures suggesting their implementation in Ge-based spintronic devices.

Оксидные материалы, проявляющие множество уникальных свойств, таких как сегнетоэлектричество, ферромагнетизм, сверхпроводимость, сегнетомагнетизм и др., стали целостной частью современной микроэлектроники и считаются крайне привлекательными для создания устройств с новыми принципами функционирования. Поиск путей улучшения рабочих характеристик полупроводниковых приборов смещает фокус внимания к Ge, как к материалу, обладающему значительной подвижностью носителей, что делает актуальным создание оксидных структур на его основе.

Недавно нашей группой разработаны высокотемпературные (оптимальные для стехиометрии) [1, 2] и низкотемпературные (позволяющие

добиться максимально резкого интерфейса) [3] методики роста эпитаксиальных пленок EuO на Si(001). При этом в качестве основы для роста использовался весь набор поверхностных фаз Eu, а также опробован синтез на чистом Si. Такие системы важны для приложений спинтроники [4].

В данной работе концепции получения EuO/Si(001) адаптированы для эпитаксиальной интеграции EuO с Ge(001). Синтез пленок проводился методом МЛЭ путем осаждения Eu в потоке кислорода. По аналогии с синтезом на кремнии, подобраны режимы формирования поверхностных фаз Eu на Ge(001), которые могут быть использованы для защиты поверхности Ge от окисления и модификации характеристик интерфейса.

В отличие от Si, Ge в контакте с EuO демонстрирует большие скорости процессов диффузии. Данный факт лишает возможности использовать высокие температуры синтеза, приводящие к неконтролируемому образованию нежелательных фаз на интерфейсе, и делает необходимым применение низкотемпературных методик.

Картинки ДБЭ, снимаемые на протяжении всего роста, демонстрируют отсутствие посторонних фаз, в то время как рефлексy от EuO имеют форму тяжей, свидетельствуя о двумерном росте монокристаллической пленки. На рентгеновских дифрактограммах наблюдаются пики только от одной системы плоскостей EuO, указывающие на эпитаксиальный рост. Снимки ПЭМ подтверждают сделанные выводы, демонстрируя эпитаксиальный рост, атомно-резкие границы раздела и отсутствие посторонних фаз.

Магнитные свойства структур демонстрируют характерную для EuO температуру ферромагнитного перехода $T_C \approx 69$ К и момент насыщения $7 \mu_B/\text{Eu}$. В совокупности с транспортными измерениями, констатирующими изоляционные свойства образцов, результаты устанавливают стехиометричность пленок и перспективность разработанной методики роста.

Представленная работа проведена при частичной поддержке НИЦ «Курчатовский институт» [приказ № 1055 (характеризация)], Российского Научного Фонда [гранты 19-19-00009 (синтез) и 20-79-10028 (измерения свойств)] и Совета по грантам Президента РФ [стипендия Президента РФ СП-1398.2019.5].

Литература

1. D.V. Averyanov et al., ACS Appl. Mater. Interfaces, **7**, 6146 (2015).
2. D.V. Averyanov et al., Sci. Rep., **6**, 22841 (2016).
3. D.V. Averyanov et al., Adv. Funct. Mater., 2010269 (2021).
4. L.L. Lev et al., J. Mater. Chem. C, **5**, 192 (2017).

**ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОГО ПИКОВОГО ТОКА И СЛАБОГО ТОКА В ДОЛИНЕ
ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ В ПРОЦЕССАХ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ
И УСИЛЕНИЯ В ТЕРАГЕРЦОВЫХ РТД СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ GaAs/AlAs**

*А.А. Александян¹, *А.Л. Карузский¹, Ю.А. Митягин¹, А.В. Пересторонин¹, А.П. Черняев²*

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Россия, 119991, Москва, Ленинский пр. 53, e-mail: karuz@sci.lebedev.ru

²Московский физико-технический институт (ГУ)
Россия, 141700, Долгопрудный МО, Институтский пер. 9

**THE CURRENT-VALUE EFFECTS OF THE PEAK AND VALLEY OF THE
CURRENT-VOLTAGE CURVE IN SELF-EXCITATION AND AMPLIFICATION
PROCESSES IN GaAs/AlAs TERAHERTZ RESONANT TUNNELING STRUCTURES**

*A.A. Aleksanyan¹, *A.L. Karuzskii¹, Yu.A. Mityagin¹, A.V. Perestoronin¹, A.P. Chernyaev²*

¹P.N. Lebedev Physical Institute of RAS
Russia, 119991 Moscow, Leninsky pr. 53, e-mail: karuz@sci.lebedev.ru

²Institute of Physics and Technology (State University)
Russia, 141700 Moscow District, Dolgoprudny, Institutsky per. 9

The study of GaAs/AlAs terahertz resonant tunneling diodes demonstrates the current-value effects of the peak and valley of the I - V curve in competition of self-excitation and amplification processes.

Квантовые эффекты, генерация гармоник и механизмы детектирования СВЧ излучения в резонансно-туннельных диодных (РТД) наноструктурах представляют интерес для твердотельной электроники в области ТГц частот. Терагерцовый диапазон предоставляет возможность реализации в РТД квантового режима усиления, эффективного в этом диапазоне [1]. Конкуренция процессов самовозбуждения (в том числе в квантовом режиме) и усиления была обнаружена впервые по изменениям ВАХ вблизи резонансного пика (рис. 1 в [2]) в зависимости от мощности. Особенность самовозбуждения на ВАХ с участием ЛО фононной ветви поляритонов [2] с ростом мощности затухала, а особенность классического режима [1] самовозбуждения или усиления росла. В области ОДП переменным параметром становится усиленная мощность $P_{\text{ам}}$ и детектирование характеризуется чувствительностью $(\partial^2 I / \partial U^2) / (\partial I / \partial U)$ А/Вт [2]. Не зависящие друг от друга $P_{\text{ам}}$ и выпрямленный ток $I(u(t))$ в виде $(\partial^2 I / \partial U^2) P_{\text{ам}} = (\partial I / \partial U) I(u(t))$ соответствуют нулевым или бесконечным производным. Экспериментально они проявлялись как сглаженные «ступеньки» вблизи резонансного пикового тока ВАХ и «разрывы» на производных [2].

Слабые токи в долине ВАХ ($-1,7$ В на рис. 1), за счёт уменьшения ширины резонансного уровня [1] при малой проводимости, приводят к преобладанию квантового режима самовозбуждения и усиления при всех мощностях (рис. 1), отсутствию сглаживания «ступенек» и «разрывов» тока ВАХ ($-1,72 \div -1,69$ В), соответствующих нулевым или бесконечным производным в выражении $(\partial^2 I / \partial U^2) P_{\text{ам}} = (\partial I / \partial U) I(u(t))$. При малой проводимости переключения между устойчивыми токовыми состояниями (рис. 1) соответствуют накоплению зарядов при рождении-уничтожении ЛО-поляритонов [2]. Квантовый режим значительно увеличивает детектирующую способность РТД даже при минимальных мощностях СВЧ (рис. 1). РФФИ (18-02-00874).

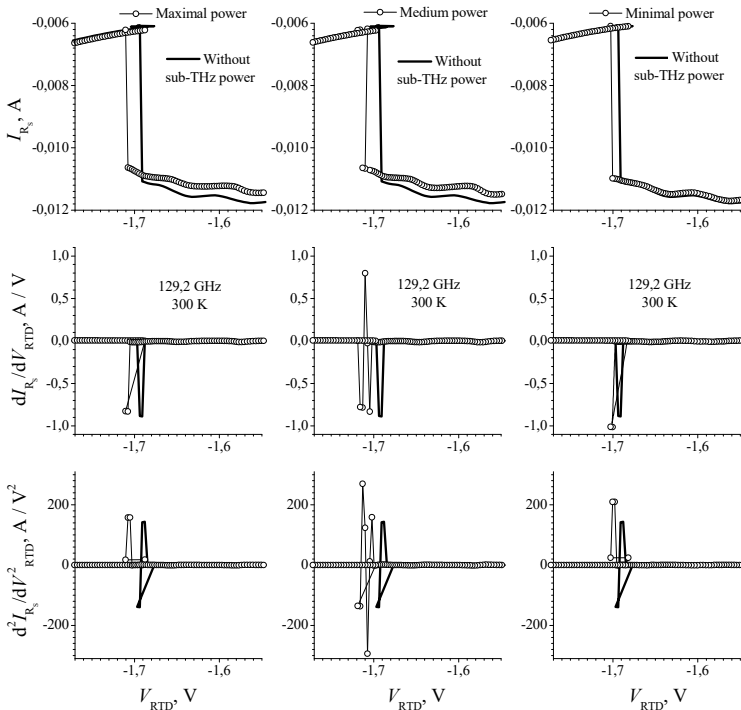


Рис. 1. ВАХ, её первая и вторая производные для РТД при наличии и в отсутствие СВЧ

Литература

1. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, **116**(2), 704 (1999), **121**(4), 925 (2002), **127**(1), 131 (2005).
2. А.А. Алексанян и др., Мокеровские чтен.: сб. трудов, М.: МИФИ, 149 (2019), 99 (2020).

**ПРИБОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ
НА ОСНОВЕ AlN/GaN**

****С.В. Варфаламеева, А.С. Гусев, Н.И. Каргин, А.В. Катков***

**Институт функциональной ядерной электроники НИЯУ «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш. д.31, e-mail: ana.varfalameeva@mail.ru*

DEVICE SIMULATION OF AlN/GaN BASED HEMT

****S.V. Varfalameeva, A.S. Gusev, N.I. Kargin, A.V. Katkov***

*National Research Nuclear University, "MEPhI"
Russia, 115409, Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: ana.varfalameeva@mail.ru*

Device simulation approach has been used to optimize barrier material and its thickness on the GaN based HEMT transfer characteristics. It was demonstrated that implementation of AlN as barrier material provides highest saturation drain current comparing with $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ and $\text{In}_{0,18}\text{Al}_{0,82}\text{N}$ barriers which is supported by experimental results. It was also shown that enhanced mode of HEMT operation could be achieved through gate recess process. At the same time, device simulations show that introduction of Al_2O_3 3 nm thickness as the gate oxide dielectric caused slight degradation of enhanced mode operation mode.

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (ТВПЭ), изготовленные на основе гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ и $\text{In}_{0,18}\text{Al}_{0,82}\text{N}/\text{GaN}$ широко применяются в усилителях мощности гигагерцового диапазона и конвертерах напряжения [1]. Применение приборного моделирования позволяет оптимизировать топологию и состав материалов, используемых при изготовлении ТВПЭ для получения требуемых приборных характеристик, что позволяет значительно сократить экспериментальную часть работ по оптимизации технологии создания прибора. Вторым немаловажным применением приборного моделирования является калибровка результатов моделирования по измеренным характеристикам изготовленного прибора, которая также будет представлена в настоящей работе. В процессе оптимизации структуры гетероперехода, определяющего двумерный канал в качестве барьерных слоёв, были рассмотрены AlN, $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ и $\text{In}_{0,18}\text{Al}_{0,82}\text{N}$. Из результатов приборного моделирования передаточных характеристик ТВПЭ для трёх типов барьеров, представленных на рис.1, можно сделать вывод, барьерный слой AlN позволяет получить большие токи насыщения по сравнению с применением барьеров $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$ и $\text{In}_{0,18}\text{Al}_{0,82}\text{N}$:

$$I_d(\text{AlN}) > I_d(\text{InAlN}) > I_d(\text{AlGaIn}).$$

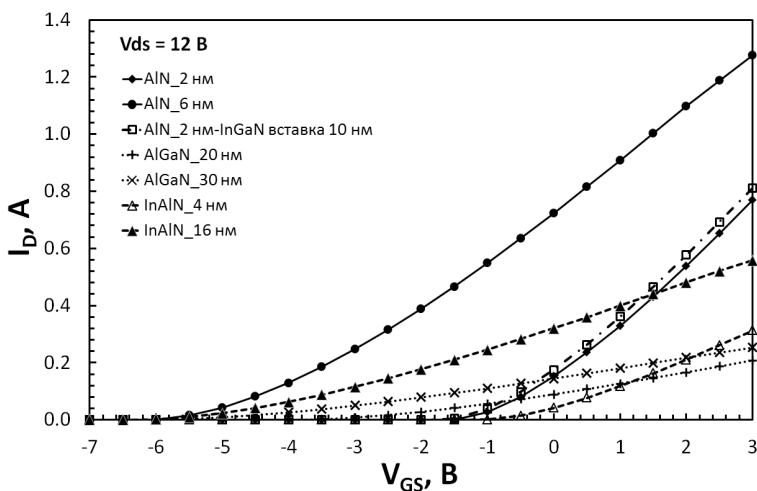


Рис 1. Результаты моделирования передаточных характеристик ТВПЭ для различных толщин трёх типов барьеров: AlN, $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$ и $In_{0.18}Al_{0.82}N$

Этот результат подтверждается также экспериментальными данными, указывающими, что минимальное значение слоевого сопротивления $128 \Omega/\square$ было получено для гетероперехода AlN/GaN [2]. На основе этих результатов дальнейшее моделирование было ограничено структурами с барьерным слоем AlN как наиболее перспективными. Конечной целью оптимизации структуры ТВПЭ в основном сводились к увеличению тока насыщения и определению условий, позволяющих реализовать нормально закрытый режим работы ТВПЭ. Результаты моделирования показывают, что нормально закрытый режим может быть достигнут при подзатворном утонении барьерного слоя. Однако при использовании Al_2O_3 толщиной 3 нм в качестве подзатворного диэлектрика напряжение отсечки незначительно смещается в область отрицательных значений, затрудняя реализацию нормально открытого режима работы ТВПЭ.

Литература

1. A. Lidow, M. de Rooij, J. Strydom, D. Reusch, J. Glaser, "GaN Transistors for Efficient Power Conversion" (2020).
2. Yu Cao et al., J. Cryst. Growth, **323**, 529 (2011).

**ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕЕ КОСВЕННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
В МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ**

С.Л. Прищепа^{1,2}, А.В. Кухарев^{1,3}, А.Л. Данилюк¹

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, улица П. Бровки, дом 6, e-mail: prischepa@bsuir.by

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31

³Витебский государственный университет им. П.М. Машерова
Беларусь, 210038, г. Витебск, проспект Московский, дом 33

**LONG-RANGE INDIRECT EXCHANGE COUPLING
IN MULTI WALL CARBON NANOTUBES**

S.L. Prischepa^{1,2}, A.V. Kukharev^{1,3}, A.L. Danilyuk¹

¹Belarusian State University of RadioElectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Brovka street 6, e-mail: prischepa@bsuir.by

²National Research Nuclear University MEPhI
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe highway 31

³Vitebsk State University named after P.M. Masherov
Belarus, 210038 Minsk, Moskovskii prospect 33

Indirect exchange coupling mediated by the conduction electrons (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) exchange) is studied in the multiwall carbon nanotubes (MWCNTs) of diameters of tens of nanometers with single domain ferromagnetic nanoparticles (FNPs) embedded inside. We use the model Hamiltonian which includes the spin-orbit interaction (SOI) enhanced by FNPs and curvature effects. It is assumed that the main contribution to the RKKY exchange is caused by the *p*-conduction electrons of the inner shell of MWCNTs which is in contact with the FNP. The main condition for the long-range exchange interaction is the adjustment of the Fermi level to the gap opened by the SOI. At typical diameters of the inner shell of MWCNTs of 20–30 nm the required shift of the Fermi level is much smaller than for single wall CNT and does not exceed tens of meV.

Рассматривается многостенная углеродная нанотрубка (УНТ) с ферромагнитными однодоменными наночастицами внутри. Предполагается косвенное обменное взаимодействие РККИ типа между ферромагнитными наночастицами (ФНЧ) через *p*-электроны внутренней оболочки УНТ с учетом вклада спин-орбитального взаимодействия (СОВ), индуцируемого кривизной нанотрубки, ФНЧ и дефектами. Модельный Гамильтониан такой системы запишется как [1]

$$H = \hbar v_F (k_G \sigma_1 + k \gamma \sigma_2) + \alpha \sigma_1 s_z + \gamma \beta s_z + J^2 \chi I_i I_j,$$

где k – волновой вектор вдоль оси z УНТ, k_G – волновой вектор в круговом направлении, σ_i – матрицы Паули для подрешеток А и В, $\gamma = \pm 1$ и обозначает соответствующую подрешетку, параметры α и β означают вклад СОВ и определяются хиральностью УНТ, s_z – спин, J – константа обменного взаимодействия между локальными магнитными моментами I_i и I_j , χ – статическая спиновая восприимчивость. В результате исследования распространение спиновой статической магнитной восприимчивости вдоль оси УНТ в зависимости от сдвига уровня Ферми, диаметра нанотрубок и константы спин-орбитального взаимодействия. Было получено, что в условиях, когда уровень Ферми находится внутри щели, открытой СОВ, спиновая восприимчивость может когерентно распространяться на макроскопически большие расстояния, до десятков микрометров. Пример распространения такой спиновой когерентности приведен на рис. 1.

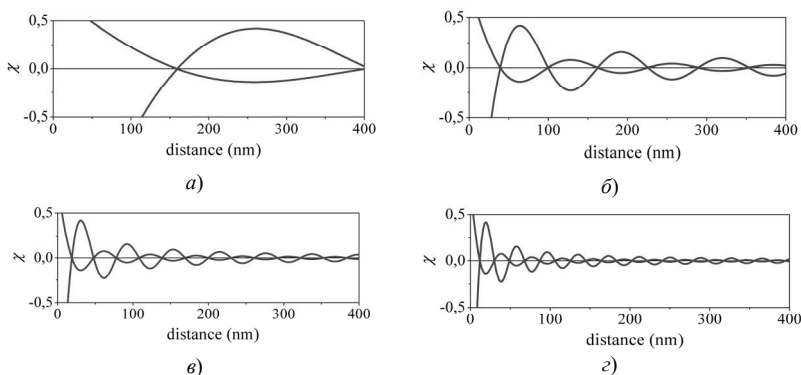


Рис. 1. Распространение статической спиновой восприимчивости χ вдоль оси УНТ при разных смещениях уровня Ферми. а) 18 мэВ; б) 25 мэВ; в) 50 мэВ; г) 100 мэВ

Смещение в 18 мэВ соответствует точному попаданию уровня Ферми в щель СОВ. Последующие значения смещения уровня Ферми (25, 50 и 100 мэВ) помещают его выше щели СОВ. В результате наблюдается быстрое затухание осцилляций спиновой восприимчивости.

Приведенные расчеты показывают перспективность применения многостенных УНТ в углеродной спинтронике.

Литература

1. J. Klinovaja and D. Loss, Phys. Rev. B, **87**, 045422 (2013).

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА
СТРУКТУРЫ ГРАФЕНА, СИНТЕЗИРОВАННОГО С ПОМОЩЬЮ ХИМИЧЕСКОГО
ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ, НА ТЕКСТУРИРОВАННОМ
МЕДНОМ КАТАЛИЗАТОРЕ С ОРИЕНТАЦИЕЙ <001> И <011>**

****Е.А. Дронина¹, М.М. Михалик¹, Н.Г. Ковальчук¹, П.Л. Доброхотов², Г.С. Римский³,
К.И. Янушкевич³, И.В. Комиссаров^{1,2}***

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6, e-mail: lizadronina@yandex.by

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31

³Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению
Беларусь, 220072, г. Минск, ул. П. Бровки, 19

**RAMAN SPECTROSCOPY ANALYSIS OF THE STRUCTURE OF CVD GRAPHENE
SYNTHETIZED ON COPPER CATALYST WITH <001> AND <011> ORIENTATIONS**

****L.A. Dronina¹, M.M. Mikhailik¹, N.G. Kovalchuk¹, P.L. Dobrokhoto², G.S. Rymski³,
K.I. Yanushkevich³, I.V. Komissarov^{1,2}***

¹Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Browka 6, e-mail: lizadronina@yandex.by

²National Research Nuclear University «MEPhI»
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe highway 31

³Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus
Belarus, 220072 Minsk, P. Browka 19

In this paper, we investigate the structure of CVD graphene on a textured copper catalyst with orientation <001> and <011>. Few-layered graphene grown on a copper catalyst with the <011> orientation is less defective and less stressed and has a more pronounced space distribution of the charge carriers concentration. It should be noted that the 2D band for few-layered graphene is asymmetric.

Графен, осажденный методом ХПО, является перспективным материалом при использования его в качестве буферного слоя для эпитаксиального роста широкозонных нитридных полупроводников. Контроль кристалличности, количества слоев и дефектности является актуальной задачей, решение которой позволит управлять структурой и качеством осаждаемого полупроводника. В этой работе методом комбинационного рассеяния света исследуется структура графена, синтезированного с помощью химического осаждения из газовой фазы, на текстурированном медном катализаторе (фольге) с ориентацией <001> и <011> (рис. 1, а).

Синтез графена осуществлялся в трубчатом кварцевом реакторе с внутренним диаметром 12,5 мм при следующих параметрах: поток азота

66 см³/мин, поток водорода 6 см³/мин, поток метана 1,7 см³/мин, время синтеза 30 мин при температуре 1050 °С.

Синтезированный при указанных параметрах графен является мало-слойным (~5 слоев), с незначительной фракцией однослойного графена (рис. 1, б). На рис. 1, а представлены типичные спектры для одно и пяти-слойной фракций графена. Следует отметить, что 2D полоса для пяти-слойного графена является ассиметричной. Среднее значение соотношение интенсивности полос I_G/I_D составляет ~ 5 и 9 для ориентаций <001> и <011>, соответственно. Кроме того, корреляционный анализ положения полос 2D и G (рис. 1, б) позволяет заключить, что графен, выращенный на меди с ориентацией <001>, является более напряженным по сравнению с графеном, выращенном на медном катализаторе с ориентацией <011>. В свою очередь графен, выращенный с ориентацией <011> имеет более выраженное распределение экспериментальных точек вдоль линии распределения концентрации носителей заряда.

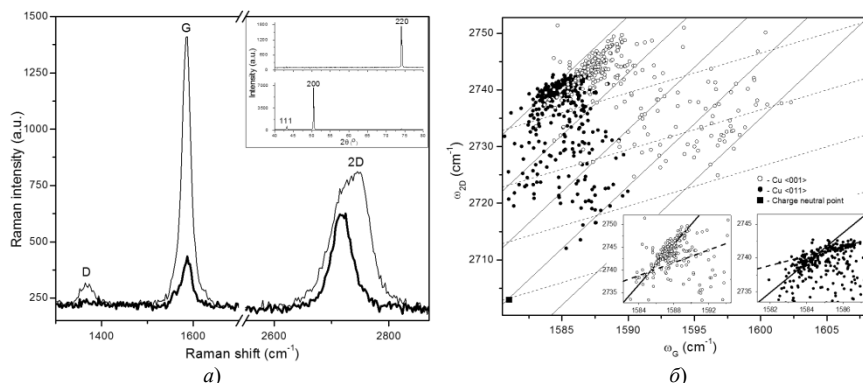


Рис.1. Типичные спектры КР одно и - пятислойного графена на медном катализаторе. На вставке – рентгенограммы каталитических медных подложек различной ориентации после синтеза графена (а); экспериментальные зависимости положения линии 2D от положения линии G для образцов графена, выращенных на медном катализаторе с ориентацией <001> и <011> (б); линии постоянного напряжения и постоянной концентрации носителей заряда проведены согласно работе [1] и [2], соответственно

Литература

1. J. Zabel et al., Nano letters, 12, 617-621 (2012).
2. J.E. Lee et al., Nature Communications, 3, 1024 (2012).

ОБРАЗОВАНИЕ НОВОЙ ГРАФЕНОПОДОБНОЙ МОДИФИКАЦИИ НИТРИДА КРЕМНИЯ (g-Si₃N₃) НА ПОВЕРХНОСТИ Si(111)

****В.Г. Мансуров, Ю.Г. Галицын, Т.В. Малин, Д.С. Милахин, С.А. Тейс, К.С. Журавлев***

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

FORMATION OF A NEW GRAPHENE-LIKE MODIFICATION OF SILICON NITRIDE (G-Si₃N₃) ON A SI (111) SURFACE

****V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, T.V. Malin, D.S. Milakhin, S.A. Teys, K.S. Zhuravle'***

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 13, Lavrentiev avenue, Novosibirsk, Russia, 630090, e-mail: mansurov@isp.nsc.ru

Two-dimensional (2D) and graphene-like materials attract tremendous attention due to excellent electronic properties and compatibility with the well-developed Si-based semiconductor industry. Recently we have shown that the nitridation of Si(111) under ammonia flux results in a new graphene-like modification of silicon nitride g-Si₃N₃, and it based on honeycomb structure consisting of aromatic Si₃N₃ rings. In the present work, we study formation mechanism of g-Si₃N₃ islands using the RHEED and STM/STS methods.

При нитридации атомарно чистой поверхности Si(111) в аммиаке в области температур 800÷1150 °С возникает упорядоченная структура (8×8). Появление этой структуры в литературе интерпретируется как образование кристаллического слоя β-Si₃N₄ [1, 2]. Однако скорость образования структуры (8×8) не зависит от температуры, что указывает на отсутствие активационного барьера и не согласуется с образованием кристаллического нитрида кремния β-Si₃N₄. Методом СТМ мы обнаружили сотовую структуру со стороны элементарного шестиугольника 6 Å и предложили новую графеноподобную модель структуры (8×8) [3, 4]. Основная роль в образовании структуры (8×8) принадлежит подвижным адатомам кремния [3].

В данной работе мы исследовали механизм образования структуры (8×8) методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ/СТС).

Получены следующие результаты: впервые детально изучена нитридизация поверхности Si(111) при высоких температурах в зависимости от дозы аммиака методом СТМ/СТС начиная с маленьких экспозиций. Определены адсорбционные и промежуточные фазы, предшествующие образованию структуры (8×8). Установлено пороговое

значение дозы при 1000 °С ~5L, при котором начинается образование нано-островков структуры (8×8).

Обнаружено изменение контраста изображений СТМ (8×8) от напряжения на туннельном зазоре, что объяснено в рамках одномерной теории (WKB) туннельного тока и доказано, что структура (8×8) формируется сверху на поверхности без травления кремния аммиаком.

В СТС спектрах обнаружены локальные электронные состояния расположенные вблизи уровня Ферми отличные от состояний β -Si₃N₄ или аморфного нитрида кремния, другими словами для структуры (8×8) наблюдается значительно более узкая запрещенная зона (около 2 эВ), чем для Si₃N₄. Обнаружен сдвиг пиков локальных электронных состояний от дозы экспозиции в аммиаке. Природу этих пиков мы связываем с электронными состояниями атомов кремния в sp² гибридизации (оборванные связи, π-связи).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках Проекта № 20-42-540011.

Литература

1. H. Ahn, C.-L. Wu, S. Gwo, C.M. Wei, Y.C. Chou, Phys. Rev. Lett., 86, 2818 (2001).
2. S. Shetty, S.M. Shivaprasad, J. Appl. Phys, 119, 055306 (2016).
3. V.G. Mansurov, T.V. Malin, Yu.G. Galitsyn, et al., J. Cryst. Growth, 441(12) 82 (2016).
4. V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, T.V. Malin, et al., IntechOpen, London (2019). DOI: 10.5772/intechopen.81775.

**КРУПНОМАСШТАБНЫЙ ПРИМЕСНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ
В СТРУКТУРАХ InGaAs/InAlAs: КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА**

****С.В. Гудина¹, А.П. Савельев¹, Ю.Г. Арапов¹, В.Н. Неверов¹, Н.Г. Шелушинина¹,
М.В. Якунин¹, И.С. Васильевский², А.Н. Виниченко²***

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
620108, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, Россия, e-mail: svpopova@imp.uran.ru

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
115409, Каширское шоссе, 31, Москва, Россия

**LARGE-SCALE IMPURITY POTENTIAL IN InGaAs/InAlAs STRUCTURES:
QUANTUM HALL EFFECT**

****S.V. Gudina¹, A.P. Savelyev¹, Yu.G. Arapov¹, V.N. Neverov¹, N.G. Shelushinina¹,
M.V. Yakunin¹, I.S. Vasil'evskii², A.N. Vinichenko²***

¹M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
S. Kovalevskaya str. 18, 620108, Yekaterinburg, Russia, e-mail: svpopova@imp.uran.ru

²National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow,
Kashirskoe shosse, 31, 115409

Within the framework of the scaling concept [1], the temperature dependences of the width of the transition regions between the quantum Hall effect phases in InGaAs/InAlAs structures with a high InAs content are analyzed; the random potential scale is varied by changing the spacer width. Scaling behavior with a critical exponent, which is regularly observed in systems with a large-scale impurity potential [2,3], with a subsequent transition to universal values of critical exponents with decreasing temperature. It is found that with an increase in the spacer width the transition occurs at a lower temperature. This observation is also confirmed by the data on the temperature dependence of the peak conductivity values obtained upon heating the electron gas by changing the value of the current. The transition to the scaling mode occurs at a higher temperature in a sample with a smaller spacer width.

В основе объяснения квантования холловской проводимости лежат представления о появлении делокализованных состояний при движении двумерного электрона в случайном потенциале в сильном магнитном поле. Тогда переходы между плато квантового эффекта Холла (КЭХ) можно рассматривать как квантовые фазовые переходы (ФП) диэлектрик (плато) – металл (переходная область). В соответствии с теорией ФП и гипотезой подобию (скейлинга) изменения физических величин, наблюдаемые в эксперименте, при приближении к критической точке описываются управляющим параметром (магнитное поле или концентрация электронов), изменение которого степенным образом зависит от длины локализации, корреляционной длины, задающей размер области, где ло-

кализована волновая функция электрона. Показатель степени, критический индекс, является универсальной величиной. В реальных экспериментах эффективный размер образца задается длиной сбега фазы электрона, которая стремится к бесконечности при температуре $T \rightarrow 0$, так что можно перейти от размерного скейлинга к скейлингу по температуре [1].

Для наблюдения «универсального» скейлинга необходимо, чтобы рассеивающий потенциал был короткодействующим: характерный масштаб рассеивающего потенциала меньше эффективного размера квазичастицы. Масштаб потенциала задается параметрами образца. В структурах с удаленным легированием через спейсер случайный потенциал является крупномасштабным. Короткодействующий потенциал дают сплавное рассеяние на примесях замещения, рассеяние на точечных дефектах и шероховатостях гетерограниц.

На гетероструктуре GaAs/AlGaAs [2], где масштаб случайного потенциала менялся с помощью введения Al в качестве примеси замещения в состав проводящего слоя GaAs, с ростом содержания Al наблюдается переход от «неуниверсального» скейлинга (рассеяние на удаленных примесях) к «универсальному» (рассеяние на сплавном потенциале). Для систем с малым содержанием Al переход от «неуниверсального» к «универсальному» скейлингу наблюдается при понижении температуры [3].

В рамках концепции скейлинга проведен анализ температурных зависимостей ширины областей перехода между фазами КЭХ в структурах InGaAs/InAlAs с большим содержанием InAs, масштаб случайного потенциала менялся путем изменения ширины спейсера. Обнаружено скейлинговое поведение с критическим индексом, регулярно наблюдающимся в системах с крупномасштабным примесным потенциалом, с последующим переходом к «универсальному» скейлингу при понижении температуры, причем с ростом ширины спейсера переход происходит при более низкой температуре. Последнее наблюдение подтверждается и данными по температурной зависимости пиковых значений проводимости, полученных при разогреве электронного газа с помощью изменения величины пропускаемого тока через образец. Переход в режим скейлинга происходит при более высокой температуре в образце с меньшей шириной спейсера.

Работа выполнена по государственному заданию («Электрон»), при поддержке РФФИ и Свердловской области 20-42-660004.

Литература

1. A.M.M. Pruisken. Int. J. Mod. Phys. B, 24, 1895 (2010).
2. W. Li, et al., Phys.Rev. Lett., 94, 206807 (2005).
3. W. Li, et al., Phys. Rev. Lett., 102, 216801 (2009).

**КВАНТОВАЯ ЯМА HgTe С ИНВЕРТИРОВАННОЙ ЗОННОЙ СТРУКТУРОЙ:
ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ**

*¹С.В. Гудина¹, А.С. Боголюбский¹, К.В. Туруткин¹, В.Н. Неверов¹, Н.Г. Шелушинина¹,
М.В. Якунин¹, С.А. Дворецкий², Н.Н. Михайлов²*

¹Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, ул. С. Ковалевской, 18,
Екатеринбург, Россия, e-mail: svpopova@imp.uran.ru

²Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, проспект Лаврентьева, 13,
Новосибирск, 630090, Россия

**HgTe QUANTUM WELL WITH INVERTED BAND STRUCTURE:
PHASE ANALYSIS OF QUANTUM OSCILLATIONS**

^{}S.V. Gudina¹, A.S. Bogolubskiy¹, K.V. Turutkin¹, V.N. Neverov¹, N.G. Shelushinina¹,
M.V. Yakunin¹, N.N. Mikhailov² and S.A. Dvoretzky²*

¹M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
S. Kovalevskaya str. 18, 620108, Yekaterinburg, Russia, e-mail: svpopova@imp.uran.ru

²A.V. Rzhанov Institute of Semiconductor Physics of Siberian Branch of Russian Academy
of Sciences, 13 Lavrentyev Ave., Novosibirsk 630090, Russia

In a topologically nontrivial two-dimensional (2D) system with a Dirac spectrum, for example, in monolayer graphene, a phase shift of magneto-oscillations by π is observed (Berry phase) [1-3]. A shift by π is detected in the phase of magneto-oscillations in a topologically trivial 2D system, namely, in the $H1$ size-quantized subband of the p -type Γ_8 band in HgTe quantum well with an inverted band structure. The nontriviality of the system under study is that, formally, the $H1$ sublevel belongs to the heavy-hole branch of the Γ_8 band with $J_z = \pm 3/2$, however, the electron-type conduction is inherent to $H1$ subband [4–6]. Such a large value of the z -component of the quasi-spin, $|J_z| = 3/2$, leads to out of the ordinary situation when the Zeeman splitting is greater than the cyclotron energy. In the Landau level scheme, this leads to an excess non-degenerate level at $N = 0$ and, as a consequence, to a shift by π of the phase of magneto-oscillations. By analogy with graphene, this shift can be clearly demonstrated on the Berry-type plot.

В квантовых ямах HgTe/(CdHg)Te было продемонстрировано существование различных электронных фаз. Варьируя ширину квантовой ямы (КЯ), можно получить гетероструктуры с зонным спектром, аналогичным спектру монослойного графена, а также двумерные топологические изоляторы (ТИ) с краевыми проводящими каналами. ТИ представляют собой электронные материалы, которые в объеме имеют большую запрещенную зону, как обычный изолятор, но на краях образца поддерживают проводящие состояния, так называемые квантовые спин-холловские со-

стояния. Краевые состояния в этих материалах могут быть описаны уравнением Дирака с линейным (бесщелевым) законом дисперсии электронов. Дираковские фермионы имеют безмассовую природу с нетривиальной фазой (фазой Берри), приобретаемой циклотронной орбитой из-за вырождения в точке Дирака. В транспортных экспериментах на системах с дираковским спектром (монослойный графен, HgTe с бесщелевым спектром, краевые двумерные состояния ТИ и т.д.) наличие фазы Берри проявляется в фазовом сдвиге на π (см., например, [3]).

Представлено исследование осцилляций Шубникова – де Гааза (ШДГ) в квантовой яме HgTe шириной 20.3 нм, выращенной на подложке (013) GaAs, симметрично модуляционно легированной индием (In) с обеих сторон квантовой ямы. Обнаружен аномальный сдвиг на π в фазе магнитоосцилляций в этой топологически тривиальной 2D системе.

Анализ положения пиков и минимумов магнитосопротивления в режиме осцилляций ШДГ в зависимости от фактора заполнения позволил сделать вывод о наличии дополнительного сдвига (на π) фазы магнитоосцилляций. Показано, что аномальный фазовый сдвиг обусловлен специфическим соотношением зонных параметров (параметров Латтинжера) для зоны Γ_8 теллурида ртути с симметрией р-типа [4–6] и не связан с наличием фазы Берри, присущей топологически нетривиальным системам [3]. Обнаружено, что зависимость положения минимумов осцилляций ρ_{xx} от их порядкового номера, $1/B_{\min}(n)$ (график Берри), при экстраполяции к $1/B \rightarrow 0$ из области спин-нерасщепленных пиков ($\nu \geq 7$) даёт отсечку $n^* \cong 3,5$, т.е. *полуцелое* предельное значение. Показано, что это является следствием конкретного соотношения параметров ($g\mu_B B > \hbar\omega_c$) для КЯ HgTe с инвертированным энергетическим спектром, благодаря которому в системе двукратно вырожденных уровней Ландау существует «дополнительный» невырожденный уровень с $N = 0$, в некоторой аналогии с монослойным графеном [1, 3].

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ, грант 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Литература

1. K. S. Novoselov, et al, Nature, **438**, 197 (2005).
2. Y. Zhang, Y.-W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim, Nature, **438**, 201 (2005).
3. A.Yu. Kuntsevich, A.V. Shupletsov, G.M. Minkov, Phys. Rev. B, **97**, 195431 (2018).
4. M.I. Dyakonov and A.V. Khaetskii, JETP, **55**, 917 (1982).
5. L.G. Gerchikov and A. Subashiev, Phys. Status Solidi B, **160**, 443 (1990).
6. E.G. Novik, et al, Phys. Rev. B, **72**, 035321 (2005).

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

**А.А. Васильченко*

Национальный исследовательский Томский государственный университет
Россия, 634050, г. Томск, проспект Ленина, д. 36, e-mail: a_vas2002@mail.ru

ELECTRON-HOLE LIQUID IN QUANTUM WIRES

**A.A. Vasilchenko*

National Research Tomsk State University
Russia, 634050, Tomsk, 36 Lenin Ave., e-mail: a_vas2002@mail.ru

The energy and equilibrium density of electron-hole liquid in quantum wires is calculated using density functional theory. Nonlinear Schrödinger equations for electrons and holes are solved numerically. It is shown that electron-hole liquid in a quantum wire with a radius of a few exciton radii is stable in semiconductors with single-valley spectrum and isotropic masses of electrons and holes.

Электронная дырочная жидкость (ЭДЖ) в полупроводниках представляет собой уникальную систему для изучения макроскопического квантового состояния. Свойства и поведение трехмерной ЭДЖ достаточно хорошо изучены. Менее изучены свойства квазиодномерной ЭДЖ. В работе [1] экспериментально показана возможность образования ЭДЖ в InAs квантовых проволоках. Спектральный анализ линии излучения ЭДЖ позволил определить равновесную плотность электронно-дырочных пар, которая изменяется от $2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ до $3,0 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

Для изучения ЭДЖ в квантовых проволоках будем использовать теорию функционала плотности. Для учета обменно-корреляционной энергии используется стандартное приближение локальной плотности. Возьмем квантовую проволоку с сечением в виде круга и используем цилиндрическую систему координат. Вдоль оси z электроны движутся свободно. Для простоты считаем эффективные массы дырок и электронов изотропными.

Для вычисления энергии и равновесной плотности электронно-дырочных пар в квантовой проволоке численно решались нелинейные уравнения Шредингера для электронов и дырок. Проведены вычисления для различных значений радиуса квантовой проволоки R , глубины квантовых ям U и отношения масс $\sigma = m_h/m_e$. Показано, что в случае изотропных эффективных масс дырок и электронов в квантовых проволоках с радиусом меньше пяти экситонных радиусов образуется ЭДЖ. С увеличением числа долин энергия основного состояния незначительно умень-

пается, а равновесная плотность электронно-дырочных пар сильно увеличивается.

В эксперименте [1] квантовая проволока имеет ширину $w \approx 20$ нм и высоту $h \approx 3.3$ нм. Для сравнения с экспериментом в рамках нашей модели проведены вычисления для InAs квантовой проволоки с радиусами $R = w/2 = 10$ нм и $R = h/2 \approx 1,7$ нм и глубиной ям $U = 500$ мэВ и получены энергии $E_{gs} = -6,6$ мэВ и $-11,1$ мэВ и равновесные плотности $N_{gs} = 2,7$ см⁻¹ и $3,3$ см⁻¹ для $R = 10$ нм и $1,7$ нм, соответственно. Одномерная плотность ЭДЖ хорошо согласуется с экспериментом [1]. Для вычисления критической температуры воспользуемся универсальным соотношением для трехмерной ЭДЖ $k_B T_c = 0,1|E_{gs}|$ и получаем $T_c \approx 8$ К для $R = 10$ нм и $T_c \approx 13$ К для $R = 1,7$ нм. Существует и другой метод оценки критической температуры, в котором $T_c \sim n_c^{1/3}/\varepsilon$ (n_c - критическая плотность, ε - диэлектрическая проницаемость). Для InAs квантовой проволоки найдена одномерная критическая плотность $N_c = 7,5 \cdot 10^4$ см⁻¹ [1]. Оценим критическую плотность как $n_c \approx N_c/(wh)$ и получим критическую температуру $T_c \approx 10$ К. Таким образом, вычисленная критическая температура значительно отличается от критической температуры $T_c = 35$ К, найденной в эксперименте [1]. Отметим также, что для квазидвумерной ЭДЖ в слоях кремния критическая температура зависит от ширины квантовой ямы и значительно превышает критическую температуру трехмерной ЭДЖ в кремнии [2]. Для изучения этой проблемы требуются дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования ЭДЖ в низкоразмерных структурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № 0721-2020-0048.

Литература

1. B. Alen, D. Fuster, G. Munoz-Matutano et al., Phys. Rev. Lett., **101**, 067405 (2008).
2. N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery et al., Phys. Rev. B, **72**, 205324 (2005).

КОНКУРИРУЮЩИЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В БИСЛОЕ ГРАФЕН/Eu

^{}И.С. Соколов¹, Д.В. Аверьянов¹, И.А. Каратеев¹, А.М. Токмачёв¹, О.Е. Парфёнов¹,
А.Н. Талденков¹, В.Г. Сторчак¹*

¹НИИ «Курчатовский институт»

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

e-mail: sokolov.ivan.qed@gmail.com

COMPETING MAGNETIC STATES IN GRAPHENE/Eu BILAYER

^{}I.S. Sokolov¹, D.V. Averyanov¹, I.A. Karateev¹, A.M. Tokmachev¹, O.E. Parfenov¹,
A.N. Taldenkov¹, V.G. Storchak¹*

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”

Kurchatov Sq. 1, 123182 Moscow, Russia, e-mail: sokolov.ivan.qed@gmail.com

Stoichiometric layered materials, scaled down to a few monolayers, establish a prominent class of two-dimensional (2D) magnets. They are characterized by a variety and complexity of magnetic orders, which motivates the creation of tunable spintronic devices [1]. For instance, silicene and germanene, coupled stoichiometrically with rare-earths, evolve from a multilayer antiferromagnet (AFM) to a 2D ferromagnet (FM) in the limit of a few monolayers [2, 3]. The same behavior can be expected for related graphene compounds. In a recent paper [4], we reported synthesis of graphene/Eu bilayer, an FM monolayer of the AFM compound EuC₆. An outstanding problem is the lack of saturation of Eu magnetic moments in relatively low magnetic fields. It can be explained by competition of AFM and FM orders, similar to that in silicene and germanene analogues [5]; however, such a study requires element-selective techniques. Here, we present element-selective XAS and high-field XMCD studies in graphene/Eu bilayer to probe Eu valence, easy-plane magnetism, and competing magnetic states.

Двумерные магнитные материалы представляют большой интерес для фундаментальной науки, обеспечивают решение прикладных задач компактной наноэлектроники и квантовых вычислений [1]. Особое место занимают стехиометрические слоистые соединения, характеризующиеся разнообразием и сложностью магнитных и транспортных свойств; в частности, слоистые соединения силицена и германена с атомами редкоземельных металлов проявляют нетривиальные упорядочения магнитных моментов [2, 3]. Для этих материалов характерен переход от антиферромагнетизма многослойных соединений к ферромагнетизму в пределе нескольких слоев, а также сосуществование антиферромагнитных и ферромагнитных состояний.

Аналогичную ситуацию можно ожидать и в стехиометрических слоистых соединениях на основе графена. В работе [4] проведены синтез и исследования ферромагнитного бислоя графен/Eu, соответствующего монослою антиферромагнетика EuC₆. Как и в соединениях силицена и германена, момент насыщения, приходящийся на один ион Eu²⁺, в бислое графен/Eu значительно ниже теоретически возможного для $4f^7$ конфигурации Eu²⁺. Это может быть связано как с переменной валентностью Eu, так и с конкурирующими магнитными состояниями. Исследования магнетизма системы в больших полях методом СКВИД-магнитометрии ограничены в связи с вкладом диамагнетизма кремниевой подложки. Таким образом, для более глубокого понимания устройства системы магнитных моментов требуется использование селективных по элементу методов.

В докладе приводятся результаты исследования бислоя графен/Eu методами рентгеновской спектроскопии поглощения (XAS) и рентгеновского магнитного кругового дихроизма (XMCD). Спектроскопия поглощения показала отсутствие немагнитного Eu³⁺ в системе, что исключает сценарии смешанной валентности и деградации структуры. Методом XMCD установлено наличие значительного сигнала на крае поглощения L₃ европия. Аппроксимация полевой зависимости момента в магнитном поле до 17 Т суммой ферромагнитного вклада и вклада пропорционального функции Бриллюэна позволила оценить постоянную Кюри-Вейса $\theta = -3,5 \pm 1,5$ К. Отрицательное значение θ свидетельствует о наличии антиферромагнитных корреляций в системе. Полученная при аппроксимации оценка ферромагнитного момента соответствует данным СКВИД-магнитометрии и составляет ~2,5 μ_B . Проведенные исследования подтверждают наличие конкурирующих магнитных состояний в бислое графен/Eu, что коррелирует как с экспериментальными данными по родственным системам [5], так и с теоретическими работами.

Представленная работа проведена при частичной поддержке НИЦ «Курчатовский институт» [приказ № 1055 (характеризация)] и Российского Научного Фонда [гранты 19-19-00009 (синтез) и 20-79-10028 (измерения свойств)].

Литература

1. V.P. Ningrum et al., Research, **2020**, 1768918 (2020).
2. A.M. Tokmachev et al., Nature Communications, **9**, 1672 (2018).
3. A.M. Tokmachev et al., Materials Horizons, **6**, 1488-1496 (2019).
4. I.S. Sokolov et al., Materials Horizons, **7**, 1372-1378 (2020).
5. D.V. Averyanov et al., Nano Research, **13**, 3396–3402 (2020).

**НЕИЗВЕСТНЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ МОДЫ
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ**

***А.И. Лебедев**

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, e-mail: swan@scon155.phys.msu.ru

UNKNOWN VIBRATIONAL MODES IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES

***A.I. Lebedev**

M.V. Lomonosov Moscow State University
Russia, 119991, Moscow, Leninskie gory, 1, e-mail: swan@scon155.phys.msu.ru

The results of first-principles calculations of phonon spectra for several superlattices of II-VI and III-V compounds are presented. The properties of new, previously unknown confined TA acoustic mode and interface local and gap optical modes in the superlattices are discussed.

Несмотря на то, что колебательные спектры полупроводниковых сверхрешеток исследуются как экспериментально, так и теоретически уже более 40 лет, тем не менее выясняется, что ряд особенностей этих колебаний так и остался незамеченным. В настоящей работе представлены результаты теоретических расчетов спектров колебаний нескольких сверхрешеток соединений A^2B^6 и A^3B^5 из первых принципов, указывающие на существование мод, которые до сих пор в литературе не обсуждались.

Настоящая работа посвящена исследованию фононных спектров сверхрешеток CdSe/CdS, ZnSe/ZnTe и GaAs/AlAs из первых принципов методом функционала плотности. Расчеты проводились с помощью программы ABINIT на сверхрешетках, ориентированных в направлении [100], толщина которых достигала 12 слоев. В отличие от большинства более ранних исследований, проведенных на упрощенных моделях, расчеты из первых принципов не требуют введения каких-либо граничных условий, поскольку все электрические и деформационные поля, возникающие на гетерограницах, при релаксации структуры учитываются автоматически. Постановка настоящей работы связана с необходимостью более глубокой интерпретации результатов исследований колебательных спектров низкоразмерных структур, проводимых методами рамановской и ИК-спектроскопии.

Известно, что твердые растворы различных систем по характеру оптических колебаний подразделяются на системы с одномодовым и двухмодовым поведением их фононных спектров. Это связано с возможно-

стью или невозможностью возникновения коллективных мод из колебаний, характеризующих индивидуальные материалы. Указанные особенности полностью сохраняются и при формировании колебательных спектров сверхрешеток, приводя, например, к появлению ограниченных (confined) мод, которые могут распространяться в одном материале и не могут распространяться в другом.

До сих пор, обсуждая акустические моды колебаний в сверхрешетках, основное внимание обращалось на так называемые сложенные (folded) моды, в которых атомы в обоих материалах колеблются с одинаковой частотой, имея разные волновые векторы в разных материалах. При этом не обращалось внимания на то, что вблизи верхней границы полосы акустических колебаний возможно появление условий, когда мода с такой частотой уже не может распространяться в одном из материалов и она становится ограниченной (confined). Именно такие ТА-моды были обнаружены в наших расчетах в сверхрешетках CdSe/CdS, ZnSe/ZnTe и GaAs/AlAs. Появление этих мод не зависит от того, описывается ли фононный спектр в соответствующих твердых растворах как одномодовый или двухмодовый.

В работе показано, что в системах с двухмодовым поведением можно легко создать интерфейсные (локализованные) оптические моды, используя слой одного полупроводника минимальной толщины. Аналогично тому, как формируются локализованные моды у изолированных примесей, в этом случае удастся реализовать фононные спектры как с локальной модой, так и с щелевой модой (последняя возникает в случае, когда частота этой моды попадает в щель между полосами, занимаемыми акустическими и оптическими колебаниями в обоих исходных материалах). Возможность образования таких мод продемонстрирована на примере сверхрешетки CdSe/CdS.

Установлено, что ряд продольных оптических мод симметрии B_2 в сверхрешетках CdSe/CdS имеют распространяющийся (propagating) характер, то есть представление об их ограниченном характере не вполне корректно. Ответственным за такое поведение является дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие.

Наконец, обнаружена сильная зависимость от толщины слоев сверхрешетки частоты одной из оптических E -мод, возникающей в сверхрешетках с щелью между двумя полосами оптических колебаний. Сдвиг этой частоты в сверхрешетке CdSe/CdS может достигать 18 см^{-1} . Аналогичная мода обнаружена и в сверхрешетке GaAs/AlAs, ее сдвиг при изменении толщины слоев приблизительно вчетверо меньше.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОРАЗМЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ВТОРОГО ТИПА CdS/ZnSe, ВЫРАЩЕННОЙ МЕТОДОМ ГФЭ МОС

**М.Р. Бутаев^{1,2}, В.И. Козловский^{1,2}, В.П. Мартовицкий², Я.К. Скаырский²,
Д.Е. Свиридов²*

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31, e-mail: mbutayev@mail.ru

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН.
Россия, 119991, г. Москва, Ленинский пр., д. 53

INVESTIGATION OF A MULTI QUANTUM WELL CdS/ZnSe TYPE-II HETEROSTRUCTURE GROWN BY MOCVD

**M.R. Butaev^{1,2}, V.I. Kozlovsky^{1,2}, V.P. Martovitsky², Y.K. Skasyrsky², D.E. Sviridov²*

¹National Research Nuclear University «MEPhI».
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: mbutayev@mail.ru

²P.N. Lebedev Physical institute. Russia, 119991, Moscow, Leninsky pr. 53

In this work, we investigate heterostructures grown by MOCVD for the stability of heterointerfaces during growth at a temperature of 440 °C.

В данной работе сообщается о результатах исследований наноразмерных гетероструктур на основе квантовых ям CdS/ZnSe с разрывами зон второго типа, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) для полупроводниковых лазеров [1]. Составы некоторых исследованных структур представлены в табл. 1. Выращенные структуры исследовались методами атомно-силовой и просвечивающей электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, люминесценции (фотолюминесценция, катодолуминесценция, люминесцентная микроскопия).

Таблица 1. Толщины и состав слоев некоторых исследованных структур

№	N	Состав КЯ	Буфер	Барьер/ покровный слой
77	8	ZnSe(3 нм)/CdS(2,5 нм) / ZnSe(3 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (193 нм)	ZnS _{0.08} Se _{0.92} (85 нм) / ZnS _{0.08} Se _{0.92} (85 нм)
170	4	ZnSe(2 нм)/CdS(3 нм) / ZnSe(2 нм)	ZnS _{0.06} Se _{0.94} (255 нм)	ZnS _{0.06} Se _{0.94} (85 нм) / ZnS _{0.06} Se _{0.94} (51 нм)

На рис. 1, 2 и 3 соответственно представлены некоторые результаты исследований структур методами АСМ, ПЭМ и люминесценции.

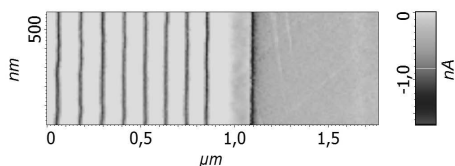


Рис. 1. Изображения скола гетероструктуры М-77 с 8 КЯ (слева), полученное в атомно-силовом микроскопе в режиме измерения тока при отрицательном потенциале на гетероструктуре

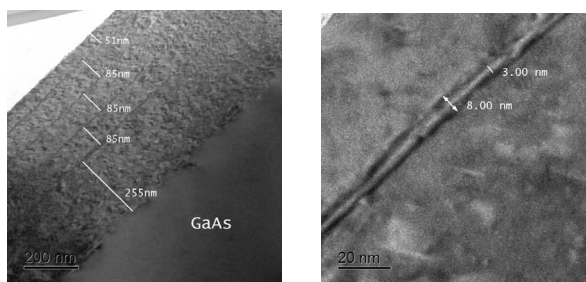


Рис. 2. Светлопольное изображение в просвечивающем микроскопе поперечного сечения структуры М-170 в целом (слева) и КЯ в отдельности при увеличении (справа)

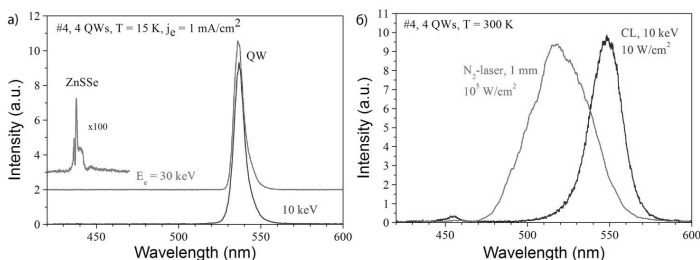


Рис. 3. а) спектры катодолуминесценции структуры М-170 при температуре $T = 15$ К, двух энергиях электронов $E_e = 10$ и 30 кэВ и плотности тока $j_e = 1$ мА/см²; б) спектры катодолуминесценции при $E_e = 10$ кэВ и интенсивности накачки 10 Вт/см² и фотолуминесценции при накачке N_2 -лазером с интенсивностью 10^5 Вт/см² при температуре $T = 300$ К

Показано, что при определенных условиях роста размазывание гетерограниц из-за диффузии Cd незначительно. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90022.

Литература

1. M.R. Butaev, et. al., Quantum Electronics **50**(10) 895–899 (2020).

**ЭЛЕКТРОННЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГЕРМАНИЙСОДЕРЖАЩИХ КАРКАСОВ CL-20**

****М.А. Гимальдинова, М.М. Маслов, К.П. Катин, Р.В. Рыжук, К.С. Гришаков,
Н.И. Каргин***

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31,

e-mail: margaritagimaldinova@gmail.com

**ELECTRONIC AND ENERGY CHARACTERISTICS OF GERMANIUM-CONTAINING
CL-20 FRAMEWORKS**

****M.A. Gimaldinova, M.M. Maslov, K.P. Katin, R.V. Ryzhuk, K.S. Grishakov, N.I. Kargin***

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: margaritagimaldinova@gmail.com

In this paper, *ab initio* calculations were performed to predict the stability, energetic performance, physical and chemical properties of the CL-20 systems, where germanium atoms replace carbon atoms. The abbreviated names of such systems are $\text{Ge}_n\text{CL-20}$, where n is the number of substituted atoms, $n = 1 \div 6$. It was found that the addition of germanium atoms to the system leads to a decrease in the binding energy. However, it has been established that the framework maintains stability with an increase in the number of substituting germanium atoms. We estimated the value of the strain energy for the CL-20 molecule and its substituted derivative $\text{Ge}_6\text{CL-20}$ using homodesmotic reactions and *ab initio* calculations. It was found that more energy will be released for a pure classical molecule when the framework is broken than when the substituted derivatives decay. In this sense, an unsubstituted molecule is the most energy-efficient. Therefore, in the future, it is possible to use the obtained data of the considered germanium derivatives of the CL-20 molecule for constructing covalent crystals based on them.

В данной работе были изучены энергетические характеристики и электронные свойства систем CL-20, в которых атомы углерода заменены атомами германия. Сокращенные названия таких систем – $\text{Ge}_n\text{CL-20}$, где n – количество замещенных атомов, $n = 1 \div 6$ (рис. 1). Расчёты проводились с помощью теории функционала плотности на уровне теории DFT/B3LYP/6-311G(d, p).

Было обнаружено, что с появлением атомов Ge каркасы CL-20 претерпевают значительные структурные изменения, а именно функциональные группы NO_2 в молекуле совершают значительный поворот относительно своего исходного положения, и увеличивается эффективный диаметр каркаса систем. Кроме того, добавление в систему атомов гер-

мания приводит к снижению энергии связи, однако каркасы сохраняют свою устойчивость. Так, энергия связи изолированной молекулы CL-20 составляет 4.03 эВ/атом, а соответствующее значение для германийзамещенной молекулы Ge₆CL-20 равно 3.43 эВ/атом.

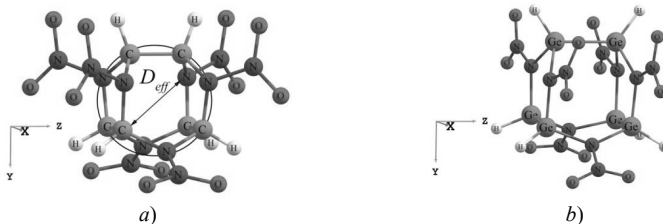


Рис.1. а) Изолированная молекула CL-20; б) Изолированная молекула Ge₆CL-20

Мы рассмотрели гомодесмотические реакции для молекулы CL-20 (см. рис. 2) и ее замещенной производной Ge₆CL-20, а затем определили энергию деформации, чтобы выяснить, в каком случае при разрыве каркаса будет высвобождаться больше энергии.

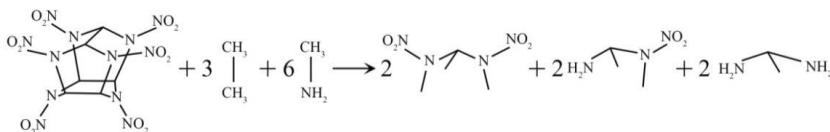


Рис. 2. Пример гомодесмотической реакции для молекулы CL-20

Энергия деформации определялась как разность энергий реактантов и продуктов. Было обнаружено, что для классической чистой молекулы при разрыве каркаса выделяется больше энергии, чем при распаде замещенной производной. В этом смысле чистая молекула является более энергоэффективной. Для оценки потенциального использования наноструктур Ge_nCL-20 в различных электронных приложениях были рассчитаны НОМО-LUMO щели таких систем. Эта величина для традиционной молекулы CL-20 составляет 5.69 эВ, в то время как для германийзамещенной системы Ge₆CL-20 она равна 5.43 эВ. НОМО-LUMO щели отличаются незначительно, однако вклад германиевых атомов в проводимость структур может быть более заметен при построении протяженных систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента Российской Федерации № МК-722.2020.2.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КОВАЛЕНТНО СВЯЗАННЫХ АЗОТНЫХ ДИМЕРОВ**

****В.Б. Меринов, К.П. Катин, К.С. Гришаков, М.М. Маслов, Р.В. Рыжук, Н.И. Каргин***

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: Revan48@mail.ru

**ENERGY AND ELECTRONIC CHARACTERISTICS
OF COVALENTLY COUPLED NITROGEN DIMERS**

****V.B. Merinov, K.P. Katin, K.S. Grishakov, M.M. Maslov, R.V. Ryzhuk, N.I. Kargin***

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Russia,
115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: Revan48@mail.ru

The energy and electronic characteristics of covalently bound dimers from the N_4 or N_6 nitrogen frameworks using light metal ions have been studied using computer simulations within the density functional theory with the hybrid B3LYP functional and the 6-311G (d, p) basis set. It was found that the system possesses the highest binding energy in the presence of molecular bridges containing Mg and Be ions.

В процессе исследования высокоэнергоемких незамещенных азотных материалов в результате компьютерного моделирования было установлено, что наиболее кинетически устойчивыми системами являются N_4 и N_6 [1]. Многие низкоразмерные каркасы способны объединяться в более крупные структуры, образуя молекулярные кристаллы с помощью слабого Ван-дер-Ваальсового взаимодействия или ковалентные соединения, в которых составляющие фрагменты ковалентно связываются между собой непосредственно или через «молекулярные мостики». Пример углеводородного кубана C_8H_8 демонстрирует возможность формирования как молекулярных [2], так и ковалентных [3] кристаллов.

В представленной работе с помощью компьютерного моделирования исследована возможность образования ковалентно связанных димеров из замкнутых каркасов N_4 и N_6 с различными «молекулярными мостиками». Расчет энергетических и электронных характеристик проводился с помощью теории функционала плотности на уровне теории B3LYP/6-311G(d, p). Энергия связи E_b между двумя азотными каркасами в отсутствии мостика рассчитывается по следующей формуле:

$$E_b = 2E_{total}(N_n) - E_{total}(\text{Dimer}),$$

где $E_{total}(N_n)$ – полная энергия одного азотного каркаса, $E_{total}(\text{Dimer})$ – полная энергия соответствующего димера, $n = 4$ или 6 .

Энергия связи E_b в присутствии мостика MB между молекулами рассчитывается по формуле:

$$E_b = 2E_{total}(N_n) + E(MB) - E_{total}(N_n - MB - N_n),$$

где $E(MB)$ – энергия мостика, $E_{total}(N_n - MB - N_n)$ – полная энергия димера с молекулярным мостиком. В качестве «молекулярных мостиков» использовались нейтральные и заряженные атомы легких металлов – Li, Be, Na, Mg. Результаты компьютерного моделирования показали, что нейтральные атомы легких металлов дестабилизируют азотные каркасы. Наличие ионов первой группы образует димер с нековалентным связыванием, в то время как ионы второй группы связывают азотные каркасы в ковалентную систему. Сравнение энергетических и электронных характеристик представлено в таблице 1.

Таблица 1. Энергия связи E_b (eV) и величина HOMO-LUMO щели Δ_{HL} (eV) в димерах на основе азотных каркасов N_4 и N_6

«Мостик»	Димер			
	N_4 -MB- N_4		N_6 -MB- N_6	
	E_b	Δ_{HL}	E_b	Δ_{HL}
–	0,069	11,19	0,058	6,25
Li ⁺	0,74	10,34	0,89	6,18
Be ²⁺	4,52	8,17	4,74	5,35
Na ⁺	0,49	9,61	0,62	6,31
Mg ²⁺	2,30	7,31	2,67	4,98

Результаты расчетов демонстрируют, что наличие ионизированных атомов в составе димеров увеличивает энергию связи и снижает величину HOMO-LUMO щели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента Российской Федерации № МК-722.2020.2.

Литература

1. K. P. Katin et al., *Computation*, **8**, 91 (2020).
2. T. Yildirim et al., *Carbon N.Y.*, **36**, 809 (1998).
3. P. Liu et al., *Cryst. Growth Des.*, **8**, 581 (2008).

СТРУКТУРА, ЭЛЕКТРОННЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТРИД-БОРНЫХ НАНОТРУБОК

**М.К. Борисова, К.П. Катин, М.М. Маслов, Р.В. Рыжук, Н.И. Каргин*

Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: arishka00@mail.ru

STRUCTURE, ELECTRONIC AND ENERGY CHARACTERISTICS OF BORON NITRIDE NANOTUBES

**M.K. Borisova, K.P. Katin, M.M. Maslov, R.V. Ryzhuk, N.I. Kargin*

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: arishka00@mail.ru

In this work, armchair and zigzag nitride-boron nanotubes with different chirality indices were studied. The study was carried out within the density functional theory framework, in the Siesta software package, using a generalized gradient approximation with the PBE functional. As a result, it can be concluded that with an increase in the nanotube diameter, the thermodynamic stability of the system as well as its semiconducting gap for the systems of the same type (zigzag or armchair) increases.

Нанотрубки из нитрида бора являются структурными аналогами углеродных нанотрубок, однако их энергетические и электронные характеристики существенно различаются. В представленном исследовании мы рассмотрели кресельные и зигзагообразные нитрид-борные нанотрубки с различными индексами хиральности. Так в случае кресельных нанотрубок типа (n,n) и зигзагообразных типа $(n,0)$ мы проанализировали системы с $n = 4 \div 10$. В рамках теории функционала плотности (DFT) с использованием периодических граничных условий были исследованы их геометрические, энергетические и электронные характеристики. Расчеты проводились в программном пакете Siesta с использованием обобщенного градиентного приближения (GGA) с функционалом PBE. Для моделирования нитрид-борных нанотрубок в периодических граничных условиях использовались ячейки, моделирования, содержащие от шестнадцати до сорока атомов.

Энергия связи E_b нитрид-борной нанотрубки рассчитывается по следующей формуле:

$$E_b = 1/N_{at} (N_B E(B) + N_N E(N) - E_{tot}),$$

где $N_{at} = N_B + N_N$ – полное число атомов в системе, E_{tot} – полная энергия системы, а $E(B)$ и $E(N)$ – энергии изолированных атомов бора и

азота соответственно. Согласно полученным данным энергия связи лежит в диапазоне от 8.54 до 8.68 эВ/атом для кресельных нанотрубок и от 8.19 до 8.62 эВ для зигзагообразных. Таким образом энергия связи возрастает с увеличением диаметра нанотрубки, что свидетельствует о повышении термодинамической устойчивости системы. Кроме того, установлено, что топология нитрид-борных нанотрубок существенно влияет на их электронные характеристики. Мы получили зонные структуры и плотности электронных состояний этих систем и показали, что тип нанотрубки и индексы хиральности влияют на ширину диэлектрической щели нанотрубок.

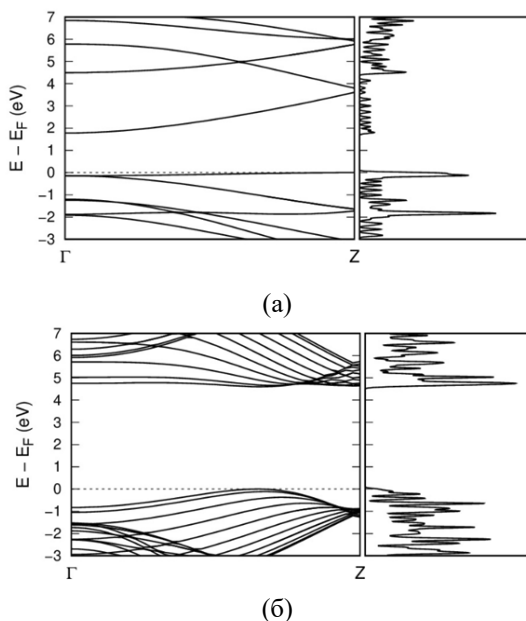


Рис.1 Зонные структуры (слева) и плотности состояний (справа) нитрид-борных нанотрубок: (а) – (4.0) нанотрубка, (б) – (10.10) нанотрубка

Так, например, для (4.4) нанотрубки величина диэлектрической щели составляет 4.23 эВ, а для (10.0) – 3.94 эВ (рис. 1). При этом для нанотрубок одного класса (кресельные или зигзагообразные) щель увеличивается с ростом n .

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента Российской Федерации № МК-722.2020.2.

**ЗАМЕЩЕНИЕ ФОСФОРА НА ПОВЕРХНОСТИ InP(001) ПРИ ОТЖИГЕ
В ПОТОКЕ МЫШЬЯКА**

****Д.В. Дмитриев¹, Д.А. Колосовский^{1,2}, А.И. Торопов¹, К.С. Журавлев^{1,2}***

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

²Новосибирский государственный университет
Россия, 630090, г. Новосибирск, Пирогова, дом 2

**PHOSPHORUS SUBSTITUTION ON THE InP(001) SURFACE DURING ANNEALING
IN AN ARSENIC FLUX**

****D.V. Dmitriev², D.A. Kolosovsky^{1,2}, A.I. Toropov², K.S. Zhuravlev^{1,2}***

¹Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences
Russia, 630090 Novosibirsk, Lavrentiev aven. 13, e-mail: ddmitriev@isp.nsc.ru

²Novosibirsk State University
Russia, 630090 Novosibirsk, Pirogova 2

We report experimental study of the phosphorus substitution of the *epi-ready* InP(001) surface during annealing in an arsenic flux. Using the RHEED method, it was shown that an InP_{1-x}As_x layer is formed on the surface. The amount of arsenic substitution for phosphorus at different annealing temperatures was determined, which is 7 % at an annealing temperature of 480 °C and increases to 41 % with an increase in the annealing temperature to 540 °C. The annealing time does not affect the degree of substitution.

InP(001) активно используются для роста гетероэпитаксиальных структур приборов СВЧ и оптоэлектроники [1–3]. Первым наиболее важным этапом эпитаксии является термический отжиг поверхности подложки в ростовой камере. Для предотвращения разложения поверхности прогрев InP подложек осуществляется в потоке фосфора или мышьяка [4]. Мышьяк в качестве элемента V-той группы используют при росте слоев, не содержащих фосфор (InGaAs/InAlAs).

В процессе отжига происходит замещение фосфора мышьяком в приповерхностном слое [5]. Нет четкого понимания этого процесса, а литературные данные противоречивы. В [6] сообщается что, замещение не превышает 5 %, однако в [7] указывают на полное замещение до получения слоя InAs. В настоящей работе, методом дифракции быстрых электронов на отражении (ДБЭО), *in-situ* изучена зависимость степени замещения фосфора мышьяком в приповерхностном слое от температуры отжига *epi-ready* подложек InP(001) в потоке мышьяка.

Исследование проводилось в установке МЛЭ Riber Compact-21T оснащенной системой анализа ДБЭО картин kSA 400 фирмы k-Space

Associates. Температура подложек InP(001) фирмы AXT контролировалась инфракрасным пирометром «IIcon Modline Plus».

Отжиг образцов проводился со скоростью 30°/мин [8], до появления сверхструктуры (4×2) (рис. 1,а). Такая сверхструктура не наблюдается на поверхности InP [9], но характерна для III-арсенидных материалов. В зависимости от потока мышьяка температура формирования сверхструктуры (4×2) составляла 480–540 °С. Определялось расстояние δ между основными (00) и (01) рефlekсами, которое обратно пропорционально межслоевому расстоянию $a_0/2$. Обнаружено, что формируется мышьяк-содержащий твердый раствор InPAs.

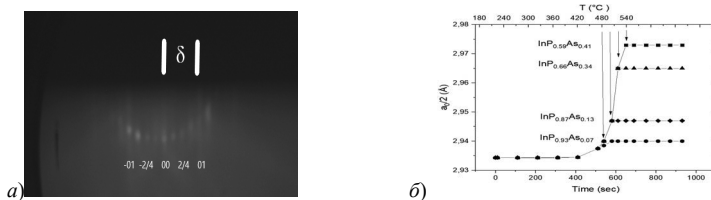


Рис.1. Картина ДБЭО в направлении $[1 \bar{1} 0]$ поверхности InP(001), полученной прогревом до 540 °С в потоке As (а); Зависимость постоянной решетки поверхностного слоя InPAs от температуры и времени отжига (б)

Содержание мышьяка x в поверхностном слое $\text{InP}_{1-x}\text{As}_x$, определялось из рассчитанной $a_0/2$ по закону Вегарда [10] (рис. 1,б). При фиксации температуры $-a_0$ оставалось неизменным для всех температур.

Экспериментально изучена зависимость степени замещения фосфора мышьяком в приповерхностном слое от температуры и времени отжига *epi-ready* подложек InP(001) в потоке мышьяка. Методом ДБЭО показано, что формируемый приповерхностный слой является твердым раствором InPAs, состав которого зависит от температуры отжига и не зависит от времени экспозиции поверхности в потоке мышьяка.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области в рамках научного проекта № 20-42-540009.

Литература

1. S. Lee, M. Winslow et al., Sci. Rep., 10, 16735 (2020).
2. T. Takahashi, Y. Kawano et al., IEEE Trans. Electron. Devices, 64, 89 (2017).
3. К.С. Журавлев, А.М. Гилинский и др., ЖТФ, 91(7), 1158 (2021).
4. W.M. Lau, R.N.S. Sodhi and S. Ingre, Appl. Phys. Lett., 52, 386 (1988).
5. C.H. Li, L. Li, D.C. Law, S.B. Visbeck and R.F. Hicks, Phys. Rev. B, 65, 205322 (2002).
6. G.J. Davies, R. Heckingbottom, H. Ohno, Appl. Phys. Lett., 37, 290 (1980).
7. R. Averbeck et al., Appl. Phys. Lett., 59, 1732 (1991).
8. D.V. Dmitriev et al., IOP Conf. Ser.: Mat. Sci. and Eng., 475, 012022 (2019).
9. V.P. LaBella, Z. Ding et al., Journal of Vac. Sci. & Tech. A, 18, 1492 (2000).
10. A.R. Denton, N.W. Ashcroft, Phys. Rev. A, 43, 3161 (1991).

**ЭВОЛЮЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПРОЦЕССЕ IN SITU
ФОРМИРОВАНИЯ СЛОЯ SiN НА ПОВЕРХНОСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlN/GaN**

**Т.В. Малин¹, В.Г. Мансуров¹, Ю.Г. Галицын¹, Д.С. Милахин¹, В.Е. Земляков²,
К. С. Журавлев¹**

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
Проспект ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск, e-mail: mal-tv@isp.nsc.ru

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
Площадь Шокина, дом 1, 124498, Москва, Зеленоград

**EVOLUTION OF THE SURFACE STATES DURING THE IN SITU SiN LAYER
FORMATION ON AlN/GaN HETEROSTRUCTURES**

**T.V. Malin¹, V.G. Mansurov¹, Yu.G. Galitsyn¹, D.S. Milakhin¹, V.E. Zemlyakov²,
K.S. Zhuravlev¹**

¹A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics of SB RAS,
13, Lavrentiev avenue, 630090, Novosibirsk, e-mail: mal-tv@isp.nsc.ru

²National Research University «MIET», Bld. 1, Shokin Square, 124498, Moscow, Zelenograd

The effect of a monolayer thick SiN film on the surface states of the AlN/GaN heterostructure grown by molecular beam epitaxy was investigated. It was revealed that the submonolayer SiN coating of the AlN surface leads to the formation of an ordered ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$) R30° structure. Further SiN film growth results in a Si-enriched SiN amorphous film formation. The Fermi level, pinned 1 eV above the valence band maximum of as-grown AlN, jumps 2,3 eV when ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$) R30° is formed, and then gradually goes to 3?1 eV with an increase in the thickness of the SiN film up to 4 monolayers. This is explained by the evolution of surface states, as well as the appearance of donor-like states in a Si-enriched SiN film. The presence of donor-like states was confirmed when studying the effect of current collapse in enhancemet-mode HEMTs made of SiN/AlN/GaN heterostructures.

AlN/GaN транзисторы с высокой подвижностью и высокой концентрацией электронов в двумерном электронном газе (HEMTs) являются очень привлекательными для развития современной СВЧ и силовой электроники. Однако высокая чувствительность поверхности AlN к окислению и загрязнению приводит к таким проблемам, как коллапс тока и большие токи утечки. Для решения этих проблем часто используются пассивирующие слои (Al₂O₃, Si₃N₄, и др), которые, наносятся на поверхность гетероструктур AlGaIn/GaN или AlN/GaN.

В настоящей работе пассивирующий слой нитрида кремния (SiN) осаждается *in situ* сразу после роста AlN/GaN гетероструктуры, что предотвращает прямой контакт поверхности AlN с атмосферой и некон-

тролируемое загрязнение поверхности. Целью нашей работы является исследовать воздействие *in situ* SiN слоя различной толщины на поверхность AlN/GaN гетероструктуры.

AlN/GaN гетероструктуры выращивались методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Образование и рост сверхтонкого (до 10 Å) SiN слоя исследовались методами дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

На свежевыращенной поверхности (0001)AlN/GaN в потоке аммиака образуется реконструкция (2×2) (рис. 1,а), подтверждающая металлическую полярность поверхности AlN. Было обнаружено, что энергетическое положение «потолка» валентной зоны (VBM) AlN на 1 эВ ниже энергии Ферми (рис. 2,а). Закрепление уровня Ферми в таком положении, видимо, определяется донорными состояниями адсорбированного азота $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$, которые возникают в запрещенной зоне AlN согласно расчетам из первых принципов [1].

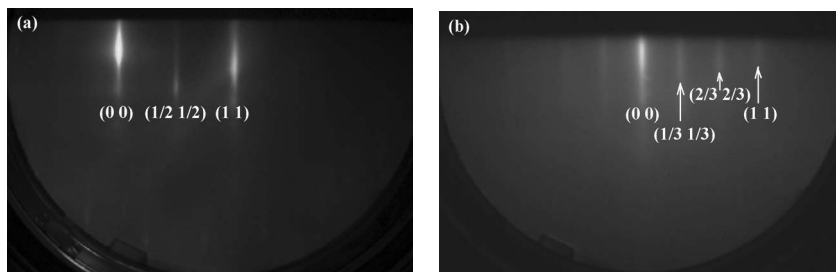


Рис.1. Дифракционные картины поверхности AlN: а) реконструкция (2×2); б) реконструкция $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -R30° при субмонослойном покрытии поверхности SiN

При росте слоя SiN толщиной до 1 монослоя на поверхности AlN возникает реконструкция $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -R30° (рис.1б). При этом в РФЭС наблюдается увеличение энергии связи атомных орбиталей (Al2p, N1s) и валентных электронов, и положение «потолка» валентной зоны AlN достигает значения 2,3 эВ ниже уровня Ферми (рис.2а). Последующий рост SiN приводит к образованию аморфной фазы, которая проявляется в исчезновении реконструкции $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})$ -R30°, снижении интенсивности фундаментальных рефлексов и возрастании фоновой интенсивности. Согласно данным РФЭС полученный слой нитрида кремния с толщиной до 10 Å обогащен кремнием, так как отношение N1s/Si2p оказалось 1,28 вместо 1,33, характерного для объемного Si₃N₄. Образование аморфной фазы сопровождается дальнейшим сдвигом положения потолка валентной зо-

ны AlN, как показано на рис. 2, *b*. Такое поведение может быть объяснено формированием зонной структуры аморфного Si₃N₄ и появлением, К-центров (донорные ненасыщенные связи атомов кремния) в аморфном Si₃N₄ [2].

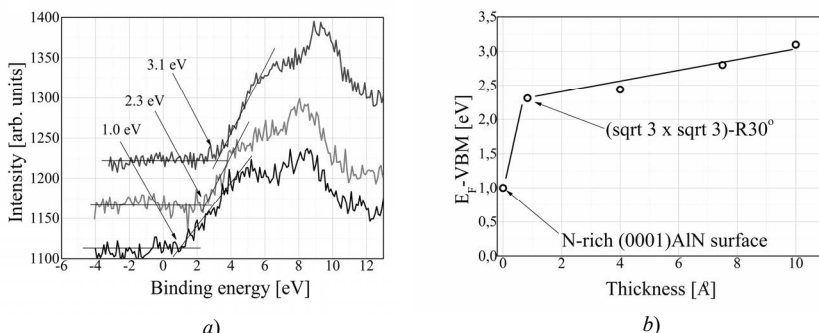


Рис. 2. *a*) Спектр VB AlN при увеличении толщины SiN;
b) зависимость VBM от толщины SiN

Продемонстрирована возможность изготовления нормально закрытого НЕМТ транзистора на базе SiN пассивированной AlN/GaN гетероструктуры с толщиной барьера 3 нм (параметры ДЭГ: $n = 1,3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$; $\mu = 1200 \text{ см}^2/\text{Вс}$). Поскольку в структуре слои AlN и SiN ультратонкие, травления барьерного слоя под затвором не требовалось.

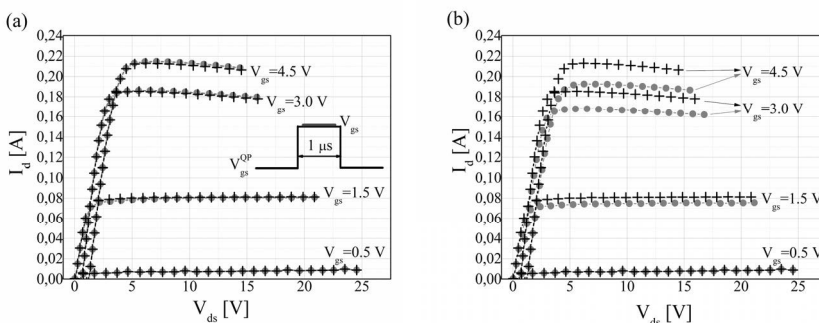


Рис.3. Импульсные BAX SiN/AlN/GaN HEMT измеренные при различных рабочих V_{gs} из (а) отрицательной точки покоя V_{gs}^{OP} и (б) положительной V_{gs}^{OP} по сравнению с нулевой точкой покоя

Для оценки захвата электронов из канала транзистора на поверхностные ловушки были измерены импульсные вольтамперные характеристики

ки. Обнаружено, что коллапс тока составил $\sim 10\%$. Следовательно, выращенное *in situ* сверхтонкое SiN покрытие хорошо предохраняет поверхность гетероструктуры от неконтролируемого окисления и загрязнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области в рамках научного проекта № 20-42-540011.

Литература

1. J.E. Northrup, R. Di Felice, J. Neugebauer, Phys. Rev. B, 55 (1997) 13878.
2. B. Bakeroot, S. You, T.-L. Wu, et al., J. Appl. Phys., 116 (2014) 134506.

**КАЛИБРОВКА СКОРОСТЕЙ РОСТА БИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ AlAs И GaAs
В ПРОЦЕССЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ МЕТОДОМ
ВЫСОКОРАЗРЕШАЮЩЕЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ**

***А.Н. Клочков, П.Л. Доброхотов, А.Н. Виниченко, И.С. Васильевский, Н.И. Каргин**

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

**HIGH-RESOLUTION X-RAY DIFFRACTOMETRY FOR DETERMINATION
OF THE GROWTH RATES OF GaAs AND AlAs COMPOUNDS
IN MOLECULAR BEAM EPITAXY**

***A.N. Klochkov, P.L. Dobrohotov, A.N. Vinichenko, I.S. Vasil'evskii, N.I. Kargin**

National Research Nuclear University MEPhI
Russia, Moscow, Kashirskoe shosse, 31, 115409, e-mail: klochkov_alexey@mail.ru

The aim of the work is to develop methods of post-growth determination of the GaAs and AlAs growth rates in the molecular-beam epitaxy system using high-resolution X-ray diffraction. The series of different GaAs/AlGaAs samples was grown by MBE and investigated: thick AlGaAs layers, GaAs/AlGaAs superlattices, AlAs/GaAs single and double-superlattices.

При получении полупроводниковых наногетероструктур GaAs/AlGaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) соблюдение составов тройного твёрдого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и толщин слоев определяется точностью установки скоростей роста соединений v_{GaAs} и v_{AlAs} . Для установок МЛЭ, не оснащенных методиками in-situ измерений скорости роста, информацию о параметрах роста получают путем послеростового контроля характеристик функциональных гетероструктур и калибровочных образцов, слоевая структура которых подобрана специально для того, чтобы наиболее достоверно восстановить потоки веществ или скорости роста слоев.

В данной работе методом высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии исследуются различные типы гетероструктур AlGaAs/GaAs и AlAs/GaAs в качестве калибровочных для системы МЛЭ и проводится анализ точности определения скоростей роста v_{GaAs} и v_{AlAs} . Исследования проведены на рентгеновском дифрактометре Rigaku Ultima IV с двухкристальной схемой на медном излучении Cu-K α , оборудованном монохроматором Ge(220)x2. Проведено сканирование кривых дифракционных отражений (КДО) (004) в симметричном режиме и (224), (115) и асимметричном режиме.

В случае толстых слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ рентгеновская дифрактометрия позволяет по положению пика симметричного брегговского отражения

(004) определить состав x , равный $v_{\text{GaAs}}/(v_{\text{GaAs}} + v_{\text{AlAs}})$. Данной информации недостаточно для определения двух скоростей роста, однако для резонансно-туннельных гетероструктур и квантово-каскадных лазеров, где важна точность определения состава не хуже 0.01, использование объемного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ является целесообразным. Для калибровки скоростей роста может быть использована структура со сверхрешеткой типа $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$. Преимуществом такой структуры является возможность определения состава x твердого раствора AlGaAs и толщины периода сверхрешетки, которые позволяют восстановить скорости роста соединений AlAs и GaAs .

Наибольшую точность определения v_{GaAs} и v_{AlAs} обеспечивает применение двух сверхрешеток GaAs/AlAs с различными периодами в одной гетероструктуре. Разработана структура, дающая два набора спутных пиков на одной КДО (004), причем эти два набора некратны и четко различимы для независимого определения толщины периода каждой из двух сверхрешеток (см. рис. 1).

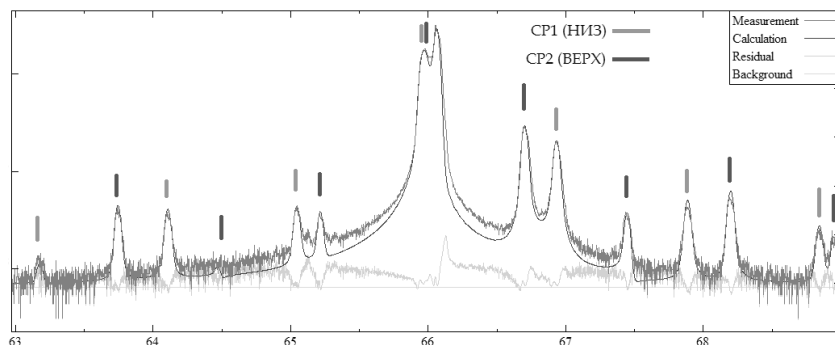


Рис. 1. Экспериментальная и модельная КДО (004) гетероструктуры с двумя сверхрешётками GaAs/AlAs

Тогда скорости роста могут быть определены независимо, путем решения системы линейных уравнений:

$$\begin{cases} L_1 = t_{\text{GaAs}}^1 \cdot v_{\text{GaAs}} + t_{\text{AlAs}}^1 \cdot v_{\text{AlAs}}, \\ L_2 = t_{\text{GaAs}}^2 \cdot v_{\text{GaAs}} + t_{\text{AlAs}}^2 \cdot v_{\text{AlAs}}, \end{cases}$$

где t – время роста соответствующего слоя в 1 или 2 сверхрешетке.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ГОМОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ
АЛМАЗНЫХ СЛОЕВ**

^{*}A.T. Салказанов, Д.М. Арзамасцева, А.С. Гусев, М.О. Смирнова, С.А. Тарелкин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31, e-mail: alik.salkazanov@inbox.ru

**INVESTIGATION OF THE ISOTOPIC COMPOSITION OF HOMOEPITAXIAL
DIAMOND LAYERS**

^{*}A.T. Salkazanov, D.M. Arzamasceva, A.S. Gusev, M.O. Smirnova, S.A. Tarelkin

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)
Russia, 115409, Moscow, Kashirskoye sh., 31, e-mail: alik.salkazanov@inbox.ru

In this work, the distribution of the isotopic composition of diamond samples with homoepitaxial layers, precision – doped with ^{13}C isotopes and containing NV centers, was studied by the method of constructing Raman scattering maps. The measurements were carried out using a scanning laser confocal microscope Confotec NR 500. The resulting isotopic composition for each sample corresponds to the ratio of gas flows during synthesis. However, the concentration of NV - centers is too high for quantum applications. This is due to the lack of chemical purity of methane. And so we assume that for the successful design of isotope-enriched diamond for quantum applications, it is necessary to ensure the purity of the source gases (including methane $^{13}\text{CH}_4$) at least 99,9999 %.

Для практических применений системы NV – ^{13}C , необходимо чтобы атом ^{13}C был расположен относительно NV – центра так, чтобы ядерный спин атома ^{13}C практически не испытывал нарушающих когерентность случайных переворотов. Такие стабильные спиновые системы NV– ^{13}C были обнаружены экспериментально в работах [1–3] в результате перебора большого количества различных систем NV– ^{13}C , в образцах с содержанием 0,1–1,1 % ^{13}C [4].

Для построения устройств квантовой обработки информации на основе одиночных NV – ^{13}C систем, важной задачей является разработка воспроизводимых методов их получения, а также методов их локализации и идентификации.

Для исследований были получены три алмазных образца ($4,0 \times 4,0 \times 0,4 \text{ мм}^3$) с гомоэпитаксиальными монокристаллическими алмазными слоями различного изотопного состава, выращенные путем осаждения из газовой фазы в микроволновой плазме CH_4/H_2 (метод CVD).

Данные слои были прецизионно легированы изотопами ^{13}C , а также содержат NV-центры.

Исследование изотопного состава проводилось по спектрам комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры измерялись с помощью лазерного конфокального микроскопа Confotec NR 500.

Для увеличения точности измерений, была проведена полировка одной из торцевых поверхностей образца. Для полированных торцов были построены карты интенсивности пика ^{13}C и по ним определено расположение гомоэпитаксиального слоя. Далее по положению пика, в спектре КРС ^{13}C ($1280\text{--}1319\text{ см}^{-1}$), на основе экспериментальных данных из работы [5], было определено примерное содержание ^{13}C в каждом образце, которое хорошо совпало с соотношением потоков газов $^{13}\text{CH}_4/^{12}\text{CH}_4$ в CVD реакторе во время роста изотопно-модифицированных слоев.

В результате исследований было показано, что методика исследования изотопного состава по картам КРС позволяет определять распределение изотопов ^{13}C в алмазе. Изотопный состав алмаза соответствует соотношению потоков газа при синтезе. Однако, слои, обогащенные ^{13}C , характеризуются повышенным содержанием NV-центров вплоть до 30 ppb. Это связано с недостаточной химической чистотой метана $^{13}\text{CH}_4$. Предположительно для успешного инжиниринга изотопно-обогащенного алмаза для квантовых применений следует обеспечивать чистоту исходных газов (в том числе и метана $^{13}\text{CH}_4$) не хуже 99,9999 %.

Данные исследования были проведены в рамках соглашения с Российским научным фондом от 11.11.2020 г. № 21-42-04416.

Литература

1. G. Waldherr et al., Nature, **7487**(506),204-207 (2014).
2. S. Zaiser et al., Nature Communications, 7, 1-11 (2016).
3. T. Unden et al., Phys. Rev. Lett., **23**(116), 1-6 (2016).
4. A.P. Nizovtsev et al., Proc. NAS of Belarus, Phys. and Math. Ser., 1, 98-110 (2017).
5. M. Nissum et al., J. of Chem. Educ., **5**(77), 633-637 (2000).

**ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ
В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ 3C-SiC/Si**

*А.С. Гусев, Н.И. Каргин, С.М. Рындя, Г.К. Сафаралиев, Н.В. Сиглова,
М.О. Смирнова, А.О. Султанов, А.А. Тимофеев*

Национальный исследовательский ядерный
университет «МИФИ», 115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31,
e-mail: karabi86@mail.ru

**RESEARCH OF RELAXATION OF MECHANICAL STRESSES
IN HETEROSTRUCTURES 3C-SiC/Si**

*A.S. Gusev, N.I. Kargin, S.M. Ryndya, G.K. Safaraliev, N.V. Siglovaya,
M.O. Smirnova, A.O. Sultanov, A.A. Timofeev*

National Research Nuclear University MEPhI
Russia, 115409, Moscow, Kashirskoe shosse, 31, e-mail: karabi86@mail.ru

The results of the work quantitatively and qualitatively illuminate the processes of relaxation of misfit stresses arising during the epitaxy of cubic silicon carbide on silicon. The essential role of the pores in reducing the magnitude of misfit stresses is shown. The theoretical study data are confirmed by the experimental values of residual stresses in 3C-SiC/Si samples.

Эпитаксия карбида кремния на подложках Si с приповерхностным пористым слоем позволяет существенно снизить внутренние напряжения несоответствия в синтезируемых пленках [1–3]. Тем не менее, в настоящее время в специальной научной литературе отсутствуют научные исследования процессов релаксации внутренних напряжений гетероэпитаксиальных пленок 3C-SiC. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований релаксации механических напряжений в гетероструктурах 3C-SiC/Si.

Методом эпитаксии из газовой фазы (CVD) был получен экспериментальный ряд гетероструктур 3C-SiC/Si. Синтез пленок 3C-SiC проводился в системах $\langle \text{H}_2 - \text{SiH}_4 - \text{C}_2\text{H}_4 \rangle$ при температуре 1300 °С. Использовались подложки монокристаллического кремния с ориентацией поверхности (111). Величина остаточных напряжений в экспериментальных образцах оценивалась по смещению в длинноволновую область пиков 3C-SiC в спектрах комбинационного (рамановского) рассеяния. Смещение оптического (ТО) пика пленки карбида кремния от значения $\omega = 796,5 \pm 0,3 \text{ см}^{-1}$ объясняется деформацией несоответствия. Остаточное механическое напряжение пленок 3C-SiC определялось с помощью выражения [4]:

$$\omega_{\text{TO}}(\text{см}^{-1}) = (796,5 \pm 0,3) + (3734 \pm 30) \cdot \Delta a/a_0,$$

где $\Delta a/a_0$ – деформация кристаллической решетки 3C-SiC.

Спектры комбинационного рассеяния получены с помощью спектрометра Confotec NR 500. Для проведения исследований были получены спектральные карты с размерами 30×30 мкм. Карта представляет собой набор спектров, полученных при поточечном прохождении лазерного пучка по поверхности пластины. Спектральные карты были переработаны в программной среде Python в карты распределения остаточных напряжений. На рис. 1 представлено сопоставление карты остаточных напряжений с РЭМ изображением экспериментальных образцов, выращенных на подложках кремния с ориентацией поверхности (111).

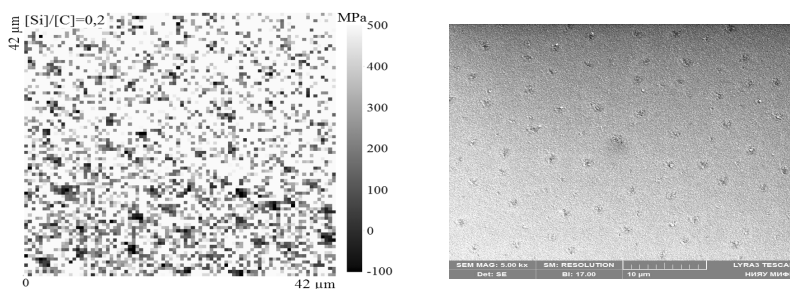


Рис. 1. Сравнения карт распределения остаточных напряжений и РЭМ изображений поверхности экспериментальных образцов 3C-SiC/Si

Оценка остаточных напряжений по картам дает значения $\sigma_{\text{ост}} = 752,52 \pm 0,5$ МПа. Полученная картина распределения остаточных напряжений имеет сходство с распределением пор в плоскости сопряжения эпитаксиальной пленки и подложки, т. е. зоны, где преобладает сжатие (темные участки), относятся к участкам слоя карбида кремния над порами.

Работа проведена с применением оборудования центра коллективного пользования «Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников» Национального исследовательского ядерного университета МИФИ.

Литература

1. R.S. Telyatnik et al., Physics of the Solid State, 57 (2015).
2. O.M. Sreseli et al., Semiconductors, 36 (2002).
3. N.I. Kargin et al., Russ. Microelectronics, 43 (2014).
4. D. Olego et al., Physical Review B, 25 (1982).

**РЕНТГЕНО ДИФРАКЦИОННЫЙ АНАЛИЗ СТРУКТУР LT- GaAs
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ РОСТА И ОТЖИГА**

***С.А. Номоев, И.С. Васильевский, А.Н. Клочков, А.Н. Виниченко**

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

**X-RAY DIFFRACTION ANALYSIS OF LT-GaAs STRUCTURES FOR GENERATION
OF THZ RADIATION DEPENDING ON GROWTH AND ANNEALING TEMPERATURE**

***S.A. Nomoey, I.S. Vasilevskii, A.N. Klovchov, A.N. Vinichenko**

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)
115409, Moscow, Kashirskoe highway 31, e-mail: serganom@gmail.com

We study low-temperature gallium arsenide layers were grown by molecular beam epitaxy (MBE) method and obtained at different growth temperatures (T_g): 210, 230, 240, 260 °C. In this work, it was shown from the obtained X-ray diffractogram that, after high-temperature annealing at 670 °C, the corresponding LT-GaAs peak disappears, which is associated with the diffusion of excess arsenic atoms and their aggregation into precipitates. Using the X-ray diffraction method, the concentration of excess arsenic in the lattice was determined from the lattice parameter of LT-GaAs and the optimal growth temperature was found for obtaining highly efficient photoconductive antennas.

Низкотемпературный арсенид галлия (LT-GaAs), выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре (150÷350 °C) имеет малое время жизни (1÷10 пс) и относительно высокую подвижность фотовозбужденных носителей заряда, что обуславливает его частое использование в фотопроводящих антеннах в системах ТГц спектроскопии временного разрешения. Функциональные преимущества LT-GaAs обусловлены наличием высокой концентрации (до 10^{20} см^{-3}) структурных несовершенств, связанных с избытком мышьяка в кристаллической решетке.

Температура подложки контролирует количество преципитатов мышьяка N_{As} , содержание которого может достигать 2 % во время молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), плотность дефектов экспоненциально убывает с температурой роста (T_g) в диапазоне 250÷300 °C [1]. С понижением температуры роста как параметр решетки, так и концентрация антиструктурных точечных дефектов As_{Ga} увеличиваются, преобладающим эффектом расширения решетки в LT-GaAs являются дефекты As_{Ga} . Из-за избытка внедренных в решетку атомов As и последующего образования антиструктурных дефектов As_{Ga} , наблюдается изотропное расширение решетки до 0,15 %. Поскольку связь As-As длиннее, чем Ga-As.

Методом рентгеновской дифракции были исследованы образцы на основе низкотемпературного арсенида галлия. Пленки LT-GaAs выращивались на подложках GaAs (100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температурах роста (T_g): 210, 230, 240, 260 °C. После роста некоторые из образцов подверглись отжигу в высоковакуумной камере при температуре отжига 670 °C. Время отжига составило 6 мин в вакууме 10^{-7} торр без стабилизации потоком мышьяка, при этом лицевая сторона структуры плотно закрывалась подложкой GaAs [2].

На рис. 1 приведена рентгеновская кривая качания для образца № 358 (красная кривая) – до отжига и №358И (синяя кривая) – после отжига. Видны два пика дифракции для образца №358 (красная кривая), которые соответствуют подложке GaAs (справа) и эпитаксиальному слою LT-GaAs (слева). Для образца без отжига наблюдается дополнительный пик, соответствующий LT-GaAs. После высокотемпературного отжига этот пик исчезает, что связано с диффузией атомов избыточного мышьяка и их объединением в преципитаты.

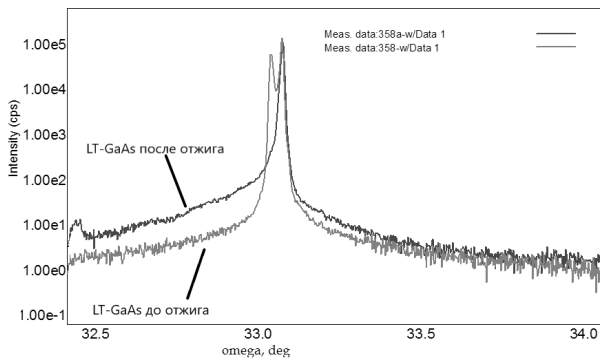


Рис.1. Кривая качания (ω -скан) образца №358 (красная кривая) – до отжига и ФПА №358И (синяя кривая) – после отжига

В данной работе исследовалась зависимость параметра решетки LT-GaAs от условий роста. Из параметра решетки LT-GaAs была рассчитана концентрация избыточного мышьяка в решетке и найдена оптимальная температура роста для получения высокоэффективных фотопроводящих антенн.

Литература

1. J.K. Luo et al., Appl. Phys. Lett., **64**(26), 36143616 (1994).
2. S.A. Nomoev et al., Tech. Phys. Lett., **44**, 44-46 (2018).

**ИССЛЕДОВАНИЕ III-НИТРИДОВ НА ГРАФЕНЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
IN SITU МЕТОДА ДБЭ**

****Д.П. Борисенко^{1,2}, А.С. Гусев¹, И.В. Комиссаров^{1,2}, М.М. Михалик², Н.Г. Ковальчук²***

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Россия, 115409, г. Москва, Каширское ш., дом 31, e-mail: DPBorisenko@mephi.ru

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, улица П. Бровки, дом 6

**INVESTIGATION OF III-NITRIDES ON GRAPHENE USING
THE IN SITU RHEED METHOD**

****D.P. Borisenko^{1,2}, A.S. Gusev¹, I.V. Komissarov^{1,2}, M.M. Mikhaliuk², N.G. Kovalchuk²***

¹National Research Nuclear University «MEPhI»

Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: DPBorisenko@mephi.ru

²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Brovka Street 6

III-nitride semiconductors and their alloys have attracted considerable attention because of their outstanding properties leading to many applications for light-emitting diodes and high frequency high power transistors. We demonstrate the growth features of III-nitrides on graphene buffer layers obtained by the CVD method on a copper catalyst. The reflection high-energy electron diffraction technique (RHEED) is used to map the 2D reciprocal space structures of the graphene buffers and the growing nitride layers. The RHEED reciprocal space pattern for the graphene layer grown on (111) textured copper foil and transferred to a SiO₂/Si substrate demonstrates the 6-fold symmetry characteristic of a highly oriented material. It has also been demonstrated that the III-nitrides films exactly repeat the texture of the 2D graphene buffers.

Одна из главных трудностей получения малодефектных эпитаксиальных слоёв нитридов III-й группы заключается в отсутствии изопериодных подложечных материалов приемлемого качества и стоимости. Этапной вехой в повышении качества кристаллической структуры нитридов III-й группы является осуществление двухступенчатого роста с использованием буферных слоёв. В качестве перспективного буферного слоя применяется графен. Было продемонстрировано, что графен, перенесённый на аморфную подложку SiO₂/Si, может служить отличным буферным слоем для получения нитридов III-й группы методом молекулярно-лучевой эпитаксии с плазменной активацией азота (РА-MBE) [1]. Целью данной работы являлось исследование роста GaN на буферных слоях графена с помощью дифракции быстрых электронов (RHEED).

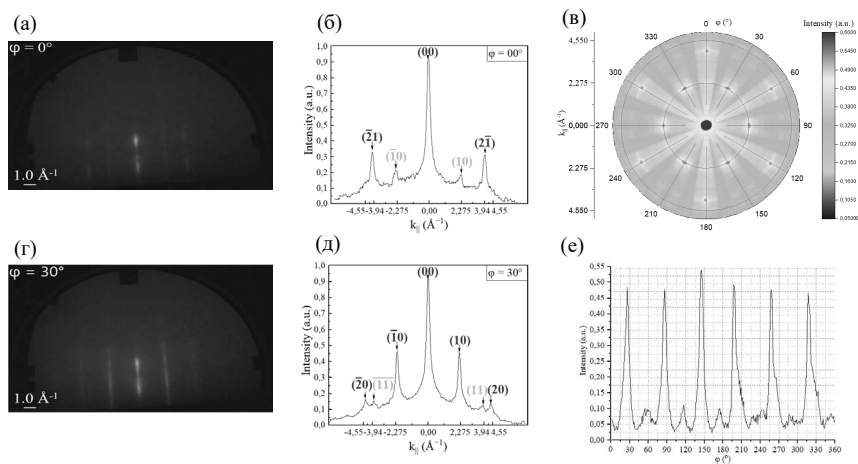


Рис. 1. RHEED изображения, полученные от пленок GaN, выращенных на буферных слоях графена и соответствующие профили интенсивности $I\varphi(k_{||})$ при углах $\varphi = 0^\circ$ (а, б) и 30° (г, д); Карта обратного пространства растущей плёнки GaN, построенная из профилей RHEED при вращении образца (в); Азимутальное сканирование интенсивности RHEED при $k_{||} = 2,275 \text{ \AA}^{-1}$ (е)

Очевидно, что текстура 2D буферного слоя может оказать решающее влияние на процесс роста нитридов III-й группы. В данной работе слои GaN были выращены методом PA-MBE на графеновом буфере, полученном и перенесенного с поверхности Si-катализатора. RHEED паттерны наблюдались вдоль $[2\bar{1}0]$ [рис.1 (а)] и $[01\bar{1}0]$ (рис. 1, г) при $\sim 710^\circ \text{C}$ во время роста PA-MBE эпитаксиальных слоёв GaN. В то же время присутствует корреляция между доменной структурой графена и плоскостной дезориентацией GaN. Для изучения этой корреляции была построена карта обратного пространства GaN (рис. 1, в). Картина взаимного пространства для образца GaN, выращенного на хорошо текстурированном графене, демонстрирует четкую 6-кратную симметрию, характерную для гексагональной решетки нитридов III-й группы в модификации вюрцита вдоль оси с.

Выявлено, что детальный анализ картин дифракции быстрых электронов от графена и плёнок нитридов III-й группы позволяет в полной мере исследовать доменную структуру графена и соответствующую плоскостную дезориентацию GaN.

Литература

1. D.P. Borisenko et al., Japanese J. of Appl. Phys., 58(SC – C. SC1046) (2019).

**ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТЕРМИЧЕСКОГО ОТЖИГА
НА ИНТЕРДИФФУЗИЮ В СТРУКТУРАХ С (Al)GaAs/InGaAs
КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

****Е.И. Василькова, А.Н. Клочков, А.Н. Виниченко, Н.И. Каргин, И.С. Васильевский***

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

**EFFECT OF HIGH TEMPERATURE THERMAL ANNEALING ON INTERDIFFUSION
IN (Al)GaAs/InGaAs QUANTUM WELL STRUCTURES**

****E.I. Vasilkova, A.N. Klochkov, A.N. Vinichenko, N.I. Kargin, I.S. Vasil'evskii***

National Research Nuclear University «MEPhI» Russia, Moscow, Kashirskoe shosse, 31
e-mail: elenvasilkov@gmail.com

High temperature treatment of strained quantum well structures may lead to layer intermixing caused by interdiffusion. It is observed by photoluminescence spectroscopy that for (Al)GaAs/InGaAs quantum well structures interdiffusion occurs during thermal annealing at temperatures higher than 600 °C. Samples with higher indium concentration are found to exhibit enhanced blueshift of the photoluminescence spectra peak position.

В ходе постростового процессинга $A^{III}B^V$ гетероструктур с напряженными квантовыми ямами, вследствие внешнего термического воздействия, может происходить интердиффузия атомов 3 группы, что приводит к изменению оптических и электрических свойств структур [1]. В связи с этим представляет практический интерес определение диапазона воздействующих температур, при которых не происходит потери структурного качества и характеристик гетероструктуры.

Для исследования температурной стабильности псевдоморфных эпитаксиальных структур на установке молекулярно-лучевой эпитаксии были сформированы два типа образцов: нелегированные сверхрешетки (СР) GaAs/In_yGa_{1-y}As с $y = 0,15, 0,2$ и дельта-легированная кремнием псевдоморфная РНЕМТ-структура с квантовой ямой AlGaAs/In_{0,15}Ga_{0,85}As. Структуры были подвержены термическому отжигу при $T = 500 \div 700$ °C на протяжении пяти минут. Во избежание десорбции мышьяка с поверхности во время отжига образцы были покрыты пассивирующей пленкой SiO₂.

Влияние высокотемпературного термического отжига на структуры определялось методами исследования электронных транспортных свойств при помощи эффекта Холла, спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) (при температуре кипения жидкого азота $T = 77$ К) и высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии.

Отжиг при температурах 500 и 600 °С не оказал влияния на форму спектров ФЛ сверхрешеток GaAs/InGaAs. Для РНЕМТ-структуры наблюдалось изменение положения пика ФЛ по сравнению с неотожженным образцом уже при $T = 500$ °С. Предположительно это связано с особенностями обработки поверхности перед отжигом. После отжига при $T = 700$ °С для всех экспериментальных образцов наблюдался «синий сдвиг» положения максимума ФЛ излучения (рис. 1).

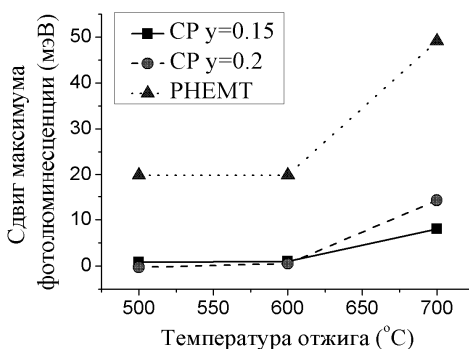


Рис. 1. Энергетический сдвиг максимума фотолюминесценции

Сдвиг спектрального максимума свидетельствует об изменении профиля квантовой ямы и спектра квантоворазмерных состояний электронов, вызванном интердиффузией In и Ga в процессе отжига. Величина сдвига в $\sim 1,8$ раз больше для сверхрешетки GaAs/InGaAs с содержанием индия $y_{\text{InAs}} = 0,2$ по сравнению с $y_{\text{InAs}} = 0,15$. Наиболее сильно «синий сдвиг» проявляется для структуры РНЕМТ, что может быть обусловлено влиянием донорной примеси на интердиффузию и изменением концентрации электронов и встроенного электрического поля.

В результате работы установлено, что интердиффузия в структурах (Al)GaAs/InGaAs с напряженными квантовыми ямами в результате термического отжига приводит к наблюдаемым изменениям оптических и структурных свойств при температурах выше 600 °С. Отмечается, что в структурах с более высоким содержанием In интердиффузия протекает более активно.

Литература

1. Q.D. Zhuang, J. Cryst. Growth, **212**, 352 (2000).

ПЛАЗМЕННЫЕ РЕЗОНАНСЫ В ДИСКЕ С 2D ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

**Д.А. Родионов^{1,2}, И.В. Загороднев^{1,2}, А.А. Заболотных¹*

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Россия, 125009, г. Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, e-mail: ire@cplire.ru

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Россия, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9, e-mail: info@mipt.ru

PLASMA RESONANCES IN DISK WITH 2D ELECTRON GAS

**D.A. Rodionov^{1,2}, I.V. Zagorodnev^{1,2}, A.A. Zabolotnykh¹*

¹Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the RAS, Russia, 125009, Moscow, Mokhovaya 11-7, e-mail: ire@cplire.ru

²Moscow Institute of Physics and Technology, Russia, 141701, Moscow region, Dolgoprudny, 9 Institutskiy per., e-mail: info@mipt.ru

Resonant absorption caused by excitation of plasmons has been examined in disk with two-dimensional electron gas. We have analyzed analytically and numerically position and linewidth of main resonant peaks. In magnetic fields taking electromagnetic retardation effects into account results in intersection of plasmon dispersion with the cyclotron resonance. The linewidth of the plasma resonances increasing with the magnetic field.

Рассмотрим поглощение электромагнитного монохроматического излучения с частотой ω в двумерном электронном газе (ДЭГ) в форме диска радиуса R . Проводимость выбрана в динамической модели Друде

$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}$, где $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$, n , e , m – двумерные концентрация, заряд и

эффективная масса носителей соответственно, τ – время релаксации импульса носителей. Внешнее излучение выбиралось таким образом, чтобы возбуждать исключительно гармонику с соответствующим орбитальным моментом l . Можно показать, что линия поглощения в ДЭГ определяется

двумя безразмерными параметрами $\tilde{\Gamma} = \frac{2\pi ne^2 R}{mc^2}$ – параметр электромаг-

нитного запаздывания и $\tilde{\gamma} = \frac{R}{\tau c}$ – безразмерный темп релаксации. Эти же

параметры определяют поведение безразмерной частоты резонанса

$\tilde{\omega}_m = \frac{\omega_m R}{c}$ и его ширины $\Delta\tilde{\omega} = \frac{\Delta\omega R}{c}$ [1, 2]. В нашей работе проанализи-

рована зависимость частоты и ширины плазменного резонанса от параметров системы как численно, так и аналитически.

Для «тёмной» осесимметричной и основной (фундаментальной) моды с орбитальными моментами $l = 0$ и $l = 1$ соответственно при малом параметре запаздывания $\tilde{\Gamma}$ ширина имеет следующий вид:

$$\Delta\omega^{(l=0)} \approx \frac{1}{\tau} \left(1 - 0,17\tilde{\Gamma} - 0,06\tilde{\Gamma}^2 + 0,04\tilde{\Gamma}^3 \right) + 0,07 \frac{c}{R} \tilde{\Gamma}^3, \quad (1)$$

$$\Delta\omega^{(l=1)} \approx \frac{1}{\tau} \left(1 - 0,57\tilde{\Gamma} + 0,15\tilde{\Gamma}^2 \right) + 0,33 \frac{c}{R} \tilde{\Gamma}^2. \quad (2)$$

Из (1) и (2) видно, что в диске ширина резонанса определяется не просто как сумма столкновительного и радиационного уширений. Более того, ширина имеет минимум в своей зависимости от параметра запаздывания, что позволяет сузить линию наблюдаемого резонанса удачным подбором параметров системы и, тем самым, увеличить добротность плазменных осцилляций в двумерном электронном диске.

На практике характеристики плазменного резонанса измеряют во внешнем постоянном магнитном поле, перпендикулярном плоскости ДЭГ. Наши расчеты показывают, что с учётом электромагнитного запаздывания дисперсия магнитоплазмона пересекает ветвь циклотронного резонанса, а ширина магнитоплазменного резонанса является монотонно возрастающей функцией магнитного поля.

Работа выполнена в рамках государственного задания и поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект РФФИ №20-32-70188).

Литература

1. I.V. Zagorodnev et al., Semiconductors **53**, 1873 (2019).
2. I.V. Zagorodnev, D.A. Rodionov, A.A. Zabolotnykh, arXiv:2011.00877.

**ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ЭКРАНИРОВАННОЙ ДВУМЕРНОЙ
ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ**

****А.А. Заболотных¹, В.А. Волков¹***

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Россия, 125009,
г. Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, e-mail: ire@cplire.ru

CYCLOTRON RESONANCE IN GATED TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEM

****A.A. Zabolotnykh¹, V.A. Volkov¹***

¹Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the RAS, Russia, 125009, Moscow,
Mokhovaya 11-7, e-mail: ire@cplire.ru

We study cyclotron resonance in a gated two-dimensional (2D) electron system (ES), in which 2DES is placed in the vicinity of the ideal conducting electrode (gate) with the dielectric substrate situated between 2DES and the gate. We find that the resonant frequency is shifted in comparison with the one-particle cyclotron frequency. We reveal that the obtained shift depends on the electron concentration in 2DES, which leads to the possible electrical control of the resonant frequency with the use of the gate voltage.

Известно, что если двумерную (2D) электронную систему (ЭС) с «обычным» параболическим законом дисперсии носителей заряда (далее электронов), расположенную в диэлектрическом окружении, поместить во внешнее постоянное магнитное поле (B), направленное по нормали к плоскости 2D ЭС, то резонанс в отклике на внешнее электромагнитное излучение будет определяться циклотронной частотой вращения электронов в магнитном поле, которая в системе единиц СГС имеет вид $\omega_c = eB/(mc)$, где $-e$ и m – заряд и эффективная масса электрона, c – скорость света в вакууме [1].

Второй конфигурацией, в которой часто исследуются явления в низкоразмерных структурах, является так называемая экранированная 2D ЭС, реализующаяся, когда вблизи 2D ЭС находится бесконечный металлический (идеально проводящий) электрод (затвор). Эта конфигурация интересна, т.к., во-первых, позволяет менять концентрацию в 2D ЭС, подавая напряжение на затвор. Во-вторых, затвор, 2D ЭС и диэлектрическая подложка образуют аналог резонатора Фабри-Перо для излучения, падающего на систему, в связи с чем такие системы активно используются для исследования взаимодействия различных 2D ЭС со светом, см., например, недавний обзор [2]. Отклик таких систем в магнитном поле также исследовался, однако, насколько нам известно, только в режиме, когда циклотронная частота вращения электронов в 2D ЭС того же по-

рядка или больше, по сравнению с частотами описанного выше резонатора Фабри-Перо.

Данная работа посвящена исследованию циклотронного резонанса в экранированной 2D ЭС, т.е. отклику экранированной 2D ЭС в перпендикулярном магнитном поле на внешнее электромагнитное излучение, падающее на систему по нормали, в режиме, когда циклотронная частота ω_c мала по сравнению характерной частотой резонатора, состоящего из затвора, 2D ЭС и подложки.

Аналитически получено [3], что резонансная частота отклика в этом режиме имеет сдвиг относительно циклотронной частоты ω_c , причем этот сдвиг зависит от концентрации электронов в 2D ЭС, которую можно менять, изменяя напряжение на затворе, и, таким образом, осуществлять электрический контроль резонансной частоты. Также получено, что ширина линии резонанса может быть существенно меньше, чем ширина линии резонанса в случае без металлического затвора [1].

Данные теоретические расчёты были экспериментально подтверждены в недавней работе [4] по исследованию отклика экранированных 2D ЭС на основе квантовых ям GaAs/AlGaAs, имеющих форму дисков, помещенных в перпендикулярное магнитное поле.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00817.

Литература

1. W. Chiu, T.K. Lee and J.J. Quinn, Surf. Sci., **58**, 182 (1976).
2. P. Forn-Díaz et al., Rev. Mod. Phys., **91**, 025005 (2019).
3. A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, Phys. Rev. B, **103**, 125301 (2021).
4. I.V. Andreev et al., Phys. Rev. B, **103**, 115420 (2021).

**ДВУХСЕКЦИОННЫЕ КВАНТОВО-КАСКАДНЫЕ ЛАЗЕРЫ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА**

****Р.А. Хабибуллин¹, Н.В. Щаврук¹, С.С. Пушкарев¹, Д.С. Пономарев¹, Р.Р. Галиев¹,
А.Ю. Павлов¹, Д.В. Ушаков², А.А. Афоненко², О.Ю. Волков³, И.Н. Дюжиков³,
В.В. Павловский³***

¹Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН,
Россия, 117105, Москва, Нагорный проезд, дом 7, e-mail: khabibullin@isvch.ru

²Белорусский государственный университет,
Белоруссия, 220030, Минск, пр. Независимости, 4

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Россия, 125009, г. Москва, ул. Моховая, 11

TWO-SECTION TERAHERTZ QUANTUM CASCADE LASERS

****R.A. Khabibullin¹, N.V. Shchavruk¹, S.S. Pushkarev¹, D.S. Ponomarev¹, R.R. Galiev¹,
A.Yu. Pavlov¹, D.V. Ushakov², A.A. Afonenko², O.Yu. Volkov³, I.N. Dyuzhikov³,
V.V. Pavlovskiy³***

¹V.G. Mokerov Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of RAS
Russia, 123456, Moscow, Nagornij proezd 7, e-mail: khabibullin@isvch.ru

²Belarusian State University, Belarus, 220030, Minsk, Nezavisimosti prospect, 4.

³Institute of radio-engineering and electronics of RAS,
Russia, 125009, Moscow, Mokhovaya str., 11

We have designed and fabricated two-section terahertz quantum cascade lasers (THz QCLs) with active and passive cavities separated by air gap. Single mode generation with a high side-mode suppression ratio (better than – 20 dB) was demonstrated. We investigate frequency tuning range of fabricated THz QCL by adjusting the heat sink temperature and/or the driving current. At elevated temperatures, most two-section THz QCLs begin to operate in a multi-mode regime.

Для высокоразрешающей спектроскопии терагерцового диапазона (более 2 ТГц) наиболее перспективным источником ТГц излучения являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ). Перспективность такого подхода была показана как для абсорбционной спектроскопии, так и для гетеродинной спектроскопии [1]. Однако использование ТГц ККЛ в спектроскопии накладывает определенные требования к характеристикам лазера, что в первую очередь связано с необходимостью обеспечить одномодовый режим генерации с максимально возможной перестройкой частоты излучения.

В нашей работе мы использовали подход по созданию составных резонаторов Фабри-Перо для генерации одномодового излучения. Для этого активная и пассивная секции резонатора были отделены воздушным

ззором шириной 3 мкм (см. рис. 1). Изготовление двухсекционных ТГц ККЛ было выполнено в рамках технологии создания двойного металлического волновода [2], когда верхняя обкладка волновода выполняет роль маски для плазмохимического травления полупроводника (см. рис. 2). Спектры генерации двухсекционных ТГц ККЛ демонстрируют одномодовое излучение с коэффициентом подавления боковых мод более 20 дБ. Было обнаружено, что при больших температурах (более 60 К, см. рис. 3) и малых значениях тока (менее 960 мА, см. рис. 4) исследуемые лазеры переходят в многомодовый режим генерации.

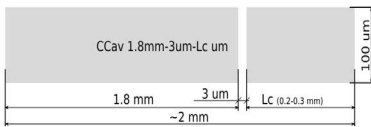


Рис. 1. Схема двухсекционного ТГц ККЛ с указанием геометрических размеров

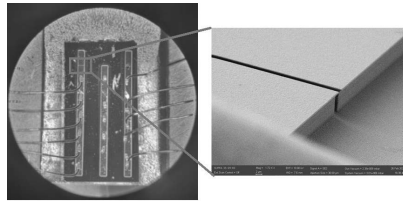


Рис. 2. Фотография изготовленных двухсекционных ТГц ККЛ с увеличенной областью воздушного зазора между секциями (снимок РЭМ)

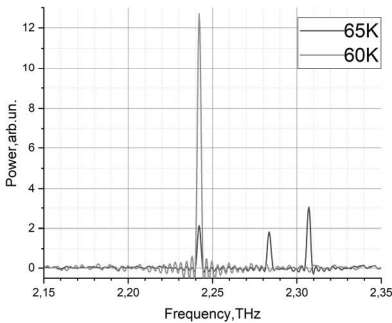


Рис. 3. Спектры генерации двухсекционного ТГц ККЛ, измеренные при двух температурах

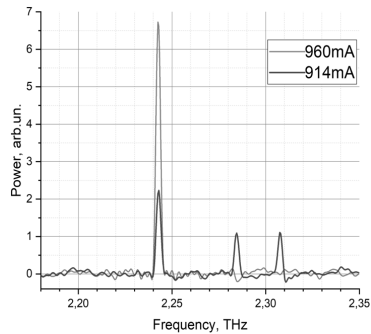


Рис. 4. Спектры генерации двухсекционного ТГц ККЛ, измеренные при двух токах

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-72-30020.

Литература

1. Н.-В. Hubers et al., J. Appl. Phys., 125, 151401 (2019).
2. Р.А. Хабибуллин и др., ФТП, 50, 1395 (2016).

**ФОТОПРОВОДЯЩИЙ ДЕТЕКТОР ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ
УПРУГО-НАПРЯЖЕННОЙ СВЕРХРЕШЕТОЧНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ**

****Д.С. Пономарев^{1,2}, Д.В. Лаврухин¹, А.Э. Ячменев¹, Р.А. Хабибуллин¹,
Ю.Г. Гончаров², К.И. Зайцев², И.Е. Спектор²***

¹Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт
сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН
Россия, 117105, г.Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр.5, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38

**PHOTOCONDUCTIVE THZ DETECTOR BASED ON A STRAIN-INDUCED
SUPERLATTICE**

****D.S. Ponomarev^{1,2}, D.V. Lavrukhin¹, A.E. Yachmenev¹, R.A. Khabibullin¹,
Yu.G. Goncharov², K.I. Zaytsev², I.E. Spector²***

¹V.G. Mokerov Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of RAS
Russia, 117105 Moscow, Nagorniy proezd 7, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru

²Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
Russia, 119991 Moscow, Vavilova st. 38

We report on a photoconductive antenna (PCA)-detector based on the strain-induced superlattice (SL) heterostructure InAlAs/InGaAs. By using the strained PCA-detector in a laboratory THz time-domain spectrometer, we measured the THz power spectrum and the S/N ratio, and then compared the results with those for the PCA-detector utilizing the lattice-matched SL InAlAs/InGaAs. We demonstrate the increased S/N ratio and a very low noise floor in the strained PCA-detector when the power in the probe channel exceeds 6 mW.

В работе предложен и исследован детектор терагерцового (ТГц) излучения на основе фотопроводящей антенны (ФПА), сформированной на сверхрешеточной гетероструктуре InAlAs/InGaAs с упруго-напряженными функциональными слоями. Посредством измерения спектра ТГц излучения и отношения сигнал-шум в импульсном ТГц спектрометре, и сравнения с ФПА-детектором на основе решеточно-согласованной сверхрешеточной гетероструктуры InAlAs/InGaAs, мы показали заметное увеличение динамического диапазона в ФПА-детекторе (при средней мощности зондирующего импульса > 6 мВт) на основе напряженной структуры при сохранении очень низкого уровня шума.

ФПА на основе полупроводниковых материалов АЗВ5 активно используются для генерации и детектирования электромагнитного излучения ТГц диапазона [1, 2]. Ранее мы показали возможность управления электрофизическими свойствами фотопроводящего материала (времена

релаксации и подвижность носителей заряда) путем введения упругих деформаций в сверхрешеточные гетероструктуры InAlAs/InGaAs [3]. В работе были спроектированы ФПА на основе исследуемых в работе [3] гетероструктур, которые впоследствии были использованы в качестве детектора в импульсном ТГц спектрометре [4]. Было показано, что при определенных параметрах лазерной накачки (мощность зондирующего импульса более 6 мВт, длина волны 780 нм) возможно добиться заметного увеличения отношения сигнал-шум (см. рис. 1) при очень низком уровне шума в ФПА-детекторе на основе напряженной сверхрешеточной гетероструктуры, по сравнению с аналогичным ФПА-детектором на основе решеточно-согласованной структуры.

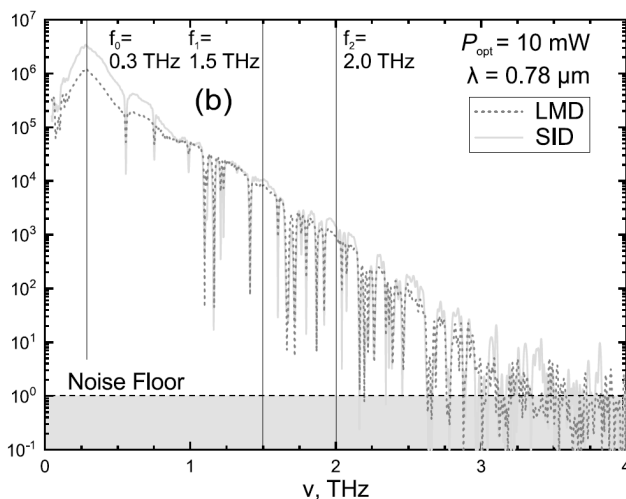


Рис. 1. Детектируемый спектр ТГц излучения ФПА на основе напряженной (зеленый цвет, сплошная кривая, SID) и решеточно-согласованной (красный цвет, штриховая кривая, LMD) сверхрешеточной гетероструктуры InGaAs/InAlAs

Исследование проводилось при финансовой поддержке гранта РНФ 18-79-10195.

Литература

1. A.E. Yachmenev et al., Optical Engineering (a review), **59**(6), 061608 (2019).
2. A.E. Yachmenev et al., Prog. Cryst. Gr. Character. Mat., **66**(2), 100485 (2020).
3. D.S. Ponomarev et al., Journal of Applied Physics, **125**, 151605 (2019).
4. D.V. Lavrukhin et al., Semiconductor Science and Technology, **34**, 034005 (2019).
5. D.V. Lavrukhin et al., IEEE Trans. Tera. Sci. Technol. (2020), under review.

**ДИНАМИКА МОД КВАНТОВО-КАСКАДНОГО ЛАЗЕРА
ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ТОКА НАКАЧКИ**

**С.С. Пушкарёв¹, Р.А. Хабидуллин¹, Д.С. Пономарёв¹, Р.Р. Галиев¹,
А.Ю. Павлов¹, Д.В. Ушаков², А.А. Афоненко², О.Ю. Волков³, И.Н. Дюжиков³,
В.В. Павловский³*

¹Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова,
РАН, Россия, 117105, Москва, Нагорный проезд, дом 7, e-mail: s_s_e_r_p@mail.ru

²Белорусский государственный университет,

Белоруссия, 220030, Минск, проспект Независимости, 4

³Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Россия, 125009, г. Москва, ул. Моховая, 11

QCL MODE DYNAMICS AT VARYING CURRENT PULSE DURATION

**S.S. Pushkarev¹, R.A. Khabibullin¹, D.S. Ponomarev¹, R.R. Galiev¹,
A.Yu. Pavlov¹, D.V. Ushakov², A.A. Afonenko², O.Yu. Volkov³, I.N. Dyuzhikov³,
V.V. Pavlovskiy³*

¹V.G. Mokerov Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of RAS,
Russia, 123456, Moscow, Nagornij proezd 7, e-mail: s_s_e_r_p@mail.ru

²Belarusian State University, Belarus, 220030, Minsk, Nezavisimosti prospect, 4.

³Institute of radio-engineering and electronics of RAS,
Russia, 125009, Moscow, Mokhovaya str., 11

We have studied the mode dynamics of terahertz quantum cascade lasers (THz QCLs) based on three-well GaAs/AlGaAs active period varying current pulse duration. The experimental dependences of the frequency and intensity of QCL radiation on the duration of quasi-rectangular current pulses can be explained by assuming that the lasers are additionally heated by the current pulses. To evaluate the increase of QCL temperature with the increasing of the current pulse duration, we have proposed the simple model for predicting the effective temperature of QCL.

Рабочие температуры импульсных ТГц ККЛ достигли рекордных 250 К (–23 °С), что позволяет использовать элементы Пельтье для охлаждения. Однако параметры импульсного режима оказывают влияние на спектральные характеристики ТГц ККЛ. В данной работе проведено исследование влияния длительности импульсов тока на частоту генерации и интенсивность мод ТГц ККЛ вблизи 3,27 ТГц.

Объектом настоящего исследования являлся ККЛ с тремя квантовыми ямами в периоде, общей толщиной сверхрешётки 10 мкм, с двойным металлическим волноводом. Мы исследовали экспериментальную зависимость частоты f и интенсивности P генерации ККЛ при температуре 51 К и токе $\sim 3,165$ А от длительности t квазипрямоугольных импульсов тока накачки: $f(t)$, $P(t)$. Отклонение формы импульсов тока от прямо-

угольной состоит в постепенном спадении амплитуды тока от начала к концу импульса, вследствие чего средняя амплитуда тока становится немного меньше для длинных импульсов по сравнению с короткими. Для объяснения этого эффекта были привлечены экспериментально измеренные зависимости частоты f и интенсивности P генерации ККЛ на разных модах от величины тока I , протекающего через лазер, и температуры T : $f(I)$, $f(T)$, $P(I)$, $P(T)$. С помощью этих зависимостей показано, что эволюцию параметров генерации ККЛ не удаётся полностью объяснить только уменьшением средней амплитуды более длительных импульсов тока (см. рис. 1). Экспериментальные зависимости $f(t)$, $P(t)$ могут быть объяснены (в пределах погрешности), если предположить, что лазеры дополнительно нагреваются импульсами тока, и повышение температуры ККЛ тем сильнее, чем больше длительность импульсов тока (см. рис. 2).

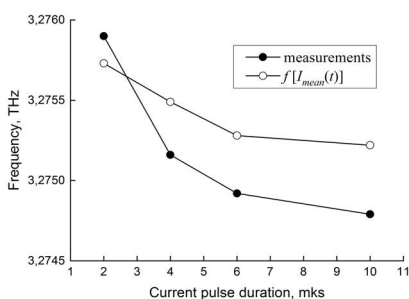


Рис. 1. Зависимость частоты генерации лазера от длительности импульсов тока (ККЛ 21211)

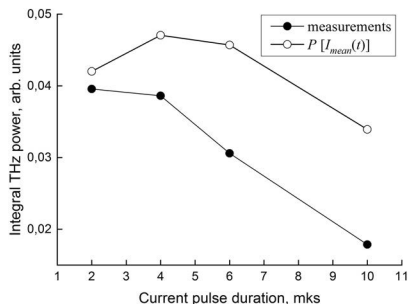


Рис. 2. Зависимость интенсивности генерации лазера от длительности импульсов тока (ККЛ 21211)

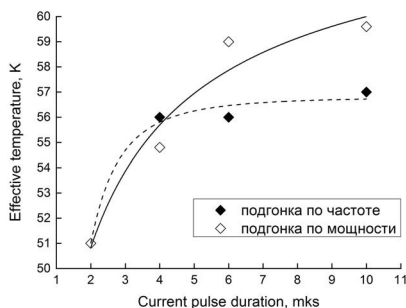


Рис. 3. Эффективная температура лазера при различных длительностях импульсов тока

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 21-72-30020.

**ФОКУСИРУЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ПРОФИЛИРОВАННОГО
САПФИРА ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

***^{*}Н.В. Зенченко^{1,2}, Д.В. Лаврухин¹, Ю.Г. Гончаров³, Т.В. Фролов², Г.М. Катыва³,
Р.А. Хабибуллин^{1,2}, К.И. Зайцев³, Д.С. Пономарев¹***

¹Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт
сверхвысококачастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН
Россия, 117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр.5,
e-mail: zenchenko.nikolay@yandex.ru

²Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
Россия, 105005, г. Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38

**FOCUSING ELEMENTS BASED ON SAPPHIRE FIBERS AIMED
AT THE ENHANCEMENT OF TERAHERTZ RADIATION GENERATION**

***^{*}N.V. Zenchenko^{1,2}, D.V. Lavrukhin¹, Yu.G. Goncharov³, T.V. Frolov², G.M. Katyba³,
R.A. Khabibullin^{1,2}, K.I. Zaytsev³, D.S. Ponomarev¹***

¹V. G. Mokerov Institute of ultrahigh frequency semiconductor electronics of RAS
Russia, 117105 Moscow, Nagorniy proezd 7, e-mail: zenchenko.nikolay@yandex.ru

²Bauman Moscow State Technical University
Russia, 105005 Moscow, 2nd Bauman st. 5

³Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences
Russia, 119991 Moscow, Vavilova st. 38

We present a new type of a sapphire-fiber lens with subwavelength resolution with high refractive index in a wide range of the electromagnetic spectrum (from optics to far-IR and THz radiation). The lens is placed on the surface of the photoconductive antenna-emitter, and is designed to enhance the generation of THz radiation.

Предложено использование нового типа линзы с субволновым разрешением на основе профилированных сапфировых волокон, имеющих высокий показатель преломления в широком диапазоне электромагнитного спектра (от оптики до дальнего ИК и ТГц излучения). Линза предназначена для усиления генерации терагерцового (ТГц) излучения фотопроводящей антенной (ФПА).

Эффективность работы ФПА-излучателей ограничена тем, что лишь малая доля энергии импульса лазерной накачки преобразуется в электромагнитные колебания ТГц диапазона [1].

Мы предложили новый тип фокусирующей линзы на основе профилированных сапфировых волокон [2] для концентрации оптического излучения в зазоре ФПА. Линза позволяет сфокусировать лазерный импульс накачки близи электродов антенны, пространственно перераспре-

деляя плотность фотовозбужденных носителей заряда в зазоре антенны путем изменения диаметра волокна.

Показано, что локализация лазерного излучения происходит на субволновом масштабе и поэтому может существенно повысить эффективность

передачи энергии накачки в фотопроводник и увеличить эффективность генерации ТГц излучения благодаря увеличению плотности фототока [3].

На рис. 1 приведена схема линзы на основе профилированного сапфира, расположенного на поверхности ФПА (данная модель использовалась при численном моделировании процессов распределения энергии в зазоре ФПА).

Создан экспериментальный стенд для юстировки линзы, который совмещается с лабораторным импульсным ТГц спектрометром для исследования процессов генерации ТГц излучения в ФПА с предложенной линзой.

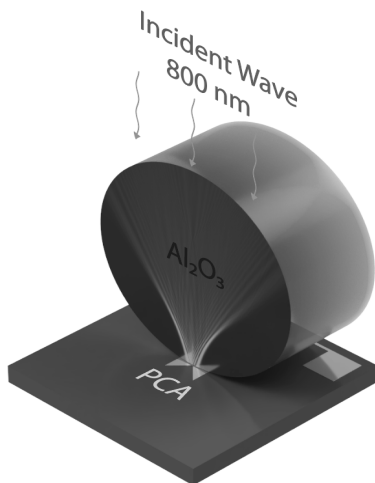


Рис 1. Схема линзы на основе профилированного сапфира, расположенной на поверхности ФПА

Работы проводились при финансовой поддержке гранта РНФ 19-79-10240.

Литература

1. A.E. Yachmenev, D.V. Lavrukhin et al., Optical Engineering, **59**(6), 061608 (2019).
2. G.M. Katyba, K.I. Zaytsev et al., Progress in Cryst. Gr. and Charact. Mat., **64**(4), 133-151 (2018).
3. Lepeshov, S., Gorodetsky et al., P. Laser & Photonics Reviews, 11(1), 1600199 (2017).

**ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ НЕОДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ
ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКИ**

****В.Н. Кушнир^{1,2}, С.Л. Прищепа¹***

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, улица П. Бровки, дом 6, e-mail: prischepa@bsuir.by

²Белорусский государственный университет
Беларусь, 220030, г. Минск, Проспект Независимости, дом 4, e-mail: vnkushnir@gmail.com

**UPPER CRITICAL NONUNIFORM MAGNETIC FIELD
OF THE THIN SUPERCONDUCTING FILM**

****V.N. Kushnir^{1,2}, S.L. Prischepa¹***

¹Belarus State University of RadioElectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Brovka Street 6, e-mail: prischepa@bsuir.by

²Belarus State University
Belarus, 220030 Minsk, Nezavisimosti prospect 4, e-mail: vnkushnir@gmail.com

The nucleation of superconductivity in a thin film in the external nonuniform harmonic magnetic field is fully described within the framework of the linearized Usadel equations formalism.

Новое направление «сверхпроводники (S) в неоднородном внешнем магнитном поле» сформировалось в результате исследований двух прикладных проблем: (а) повышения токонесущей способности сверхпроводниковых устройств путем магнитного пиннинга абрикосовских вихрей [1]); (b) учета влияния полей рассеяния ферромагнетика (F) на сверхпроводимость S/F структур и, в частности, на величину спин-вентильного и триплетного эффектов [2].

Систематические исследования по данному направлению требуют, в первую очередь, выбор элементарной модели неоднородного поля с решением задачи о критических характеристиках сверхпроводника в этом поле. В качестве таковой мы принимаем «гармоническую модель» поля; в соответствии с ней компонента индукции внешнего магнитного поля, B_z , ортогональная поверхности тонкой пленки, изменяется вдоль одной из осей (Ox) координатной плоскости XOY , совмещенной с поверхностью пленки, по синусоидальному закону с амплитудой B_0 и волновым числом (частотой) ν [3]. Такое поле может быть создано в пленке сверхпроводника полосовой доменной структурой F-пленки, удаленной на расстояние порядка ее толщины. По принятии гармонической модели легко формулируются задачи о критических магнитных полях и о критическом токе. Здесь мы представляем решение задачи о наибольшей (критической) ам-

плитуде B_{0c} , рассчитанной в формализме линеаризованных уравнений диффузионного предела микроскопической теории сверхпроводимости (см. [4]) в зависимости от температуры T и волнового числа v : (1) Решение уравнений существует для любых v и для любых T в интервале от 0 до критической температуры T_c изолированной пленки. (2) В пределе $v \rightarrow 0$ величина $B_{0c}(T)$ совпадает с индукцией верхнего критического однородного поля; если $v \rightarrow \infty$, то величина $B_{0c} \rightarrow \infty$, что говорит о согласованности модели с диффузионным пределом. (3) В непосредственной окрестности критической температуры (окрестности Гинзбурга – Ландау) амплитуде B_{0c} соответствует нулевое значение «параметра сверхтекучей скорости» [3], что подтверждает результаты, полученные в рамках теории Гинзбурга – Ландау [5]; для каждого значения v существует температура T^* , ниже которой параметр сверхтекучей скорости возрастает до некоторого критического значения. (4) Нулевое и ненулевое значения параметра сверхтекучей скорости соответствуют зародыши сверхпроводящей фазы различной топологии; при этом в первом случае решение является d -периодическим, во втором – $2d$ -периодическим ($d = 2\pi/v$); на характеристике $B_{0c}(T)$ смена топологии зародыша отражается особенностью в точке T^* .

Полученные результаты имеют непосредственное применение при анализе характеристик сверхпроводимости S-пленки в структуре S/I/F (I – диэлектрик) в зависимости от магнитного состояния F-слоя.

Литература

1. A.Yu. Aladyshkin et al., Supercond. Sci. Technol., **22**, 053001 (2009).
2. L.R. Tagirov et al., Springer series NanoScience and Tech.; ed.: Anatolie Sidorenko, Springer Int. Pub. AG, part of Springer Nature, 31 (2018).
3. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, Doklady BGUIR **8**(118), 81 (2018).
4. K.D. Usadel, Phys. Rev. Lett., **25**, 507 (1970).
5. A.Yu. Aladyshkin et al., Phys. Rev. B, **68**, 184508 (2003).

**ИОННОЕ ЦИКЛИЧНОЕ ОСАЖДЕНИЕ $\text{Sn}_x\text{W}_y\text{O}_z$
НА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЙ АНОДНЫЙ TiO_2**

А.И. Захлебаева, В.С. Федосенко, М.М. Иджи, А.А. Лозовенко, *Г.Г. Горох

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, БГУИР
Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, дом 6, e-mail: gorokh@bsuir.by

IONIC CYCLIC DEPOSITION OF $\text{Sn}_x\text{Mo}_y\text{O}_z$ ON NANOSTRUCTURED ANODIC TiO_2

A.I. Zakhlebayeva, V.S. Fedosenko, M.Iji, A.Lozenko, *G.G. Gorokh

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, BSUIR
Belarus, 220013 Minsk, Brovki Str. 6, e-mail: gorokh@bsuir.by

The morphology and elemental composition of $\text{Sn}_x\text{W}_y\text{O}_z$ oxides films deposited on anodic titania matrices are investigated.

В современных фотовольтаических сенсорных и термоэлектрических устройствах широко используются композитные металлооксиды на основе Sn и W [1], при этом использование комбинированных оксидных слоев, в частности $\text{SnO}_2\text{--WO}_3$, позволяет существенно повысить их функциональные свойства [2]. В настоящей работе мы предлагаем оригинальную технологию формирования мультикомпонентных композитов на основе тройных оксидов, основанную на электрохимическом анодировании титана через маску анодного оксида алюминия и ионного циклического наслаивания композитных пленок [3] на основе оксидов $\text{Sn}_x\text{W}_y\text{O}_z$ на наноструктурированную поверхность TiO_2 .

Двухслойную тонкопленочную систему Ti/Al (Ti – 200 нм, Al – 1 мкм) анодировали в 0,4 М H_3PO_4 при постоянной плотности тока $j_a = 6 \text{ мА/см}^2$ в комбинированном режиме: вначале формировали слой пористого анодного оксида алюминия (АОА), затем продолжали анодирование в потенциостатическом режиме при напряжении стационарного роста АОА, равном 120 В. Процесс анодирования прекращали после снижения величины анодного тока до 60 мкА/см^2 . После анодирования сформированный АОА стравливали в 50 % растворе ортофосфорной кислоты при 50 °С.

Композитные мультикомпонентные пленки формировали ионным послойным циклическим осаждением из катионного водного раствора SnCl_2 и анионного водного раствора K_2WO_4 . Концентрации всех растворов составляли 0,01 М. Один цикл осаждения включал в себя обработку АОА в катионном и анионном растворах с промежуточными промывками в дистиллированной воде для удаления слабо связанных с поверхностью ионов.

На рис. 1 приведены микрофотографии сформированных образцов и результаты EDX исследований сформированных структур.

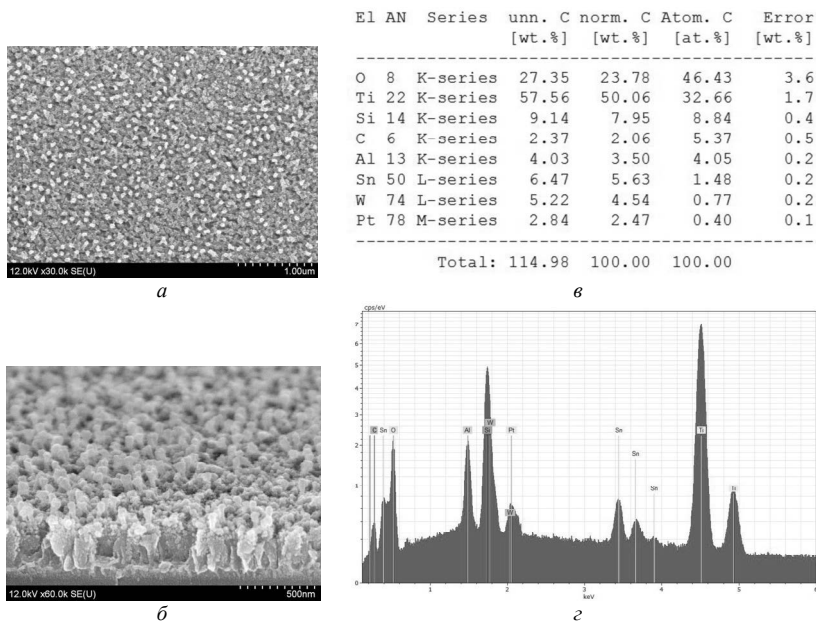


Рис. 1. СЭМ изображения поверхности (а) и скола (б) матрицы TiO_2 с осажденной на нее пленкой $\text{Sn}_x\text{W}_y\text{O}_z$, таблица данных рентгеновского энергодисперсионного микроанализа (в) и EDX-спектр (г)

Осаждение $\text{Sn}_x\text{W}_y\text{O}_z$ пленок происходило равномерно по всей поверхности матрицы TiO_2 , заполняя пространство между окисленными областями титана. В EDX-спектре присутствуют все элементы исследуемой системы с преобладанием Ti. Атомарное соотношение Sn, Ti и W с учетом всех элементов, входящих в состав пленок, составило 1.48% Sn: 0.77% W: 32.66% Ti.

Таким образом, ионное циклическое осаждение позволяет формировать различные по составу двух- и трехкомпонентные наноструктурированные пленки, которые весьма перспективны в качестве чувствительных слоев хеморезистивных сенсоров.

Литература

- [1] A. Dey, Mater. Sci. Eng. B, **229**, 206 (2018).
- [2] G. Gorokh et al., pss (b), **257**, 3, 1900283 (2020).
- [3] A. Zakhlebayaeva et al., Mat.Today: Proc., **37**, 4, 4064 (2021).

**ВЛИЯНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО ОКСИДА КРЕМНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ
БАРЬЕРА ШОТТКИ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ ГРАФЕН/Si**

А.А. Головач¹, Н.Г. Ковальчук¹, М.М. Михалик¹, Ю.М. Кукуть¹, Е.А. Дронина¹,
*И.В. Комиссаров^{1,2}, С.Л. Прищеп^{1,2}

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6, e-mail: komissarov@bsuir.by

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ
Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31

**THE IMPACT OF NATIVE OXIDE ON THE FORMATION OF SCHOTTKY BARRIER
IN GRAPHENE/Si HETEROJUNCTION**

A.A. Golovach¹, N.G. Kovalchuk¹, M.M. Mikhailik¹, Y.M. Kukuts¹, L.A. Dronina¹,
*I.V. Komissarov^{1,2}, S.L. Prischepa^{1,2}

¹Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Browka 6, e-mail: komissarov@bsuir.by

²National Research Nuclear University «MEPhI»
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe highway 31

In this work, we report the impact of native silicon oxide on the formation of Schottky barrier in graphene/nSi heterojunction. The IV curves of two devices were compared, with treated Si surface by HF solution and untreated Si surface. Untreated device demonstrated typical rectifying IV whereas for treated device metallic behavior is pronounced. Based on the standard metal-semiconductor model of Schottky barrier we were able to evaluate the ideality factor, $\eta \sim 14$, and barrier height, $\phi_B \sim 0,45$ eV, for the untreated device.

Высокая оптическая прозрачность графена в совокупности с высокой подвижностью носителей заряда делают его перспективным материалом для использования в качестве прозрачного электрода в детекторах света. Так, для фотодетекторов на основе гетеропереходов графен/n-Si время нарастания сигнала отклика на оптический сигнал фемтосекундной продолжительности составляет $3 \div 10$ нс в диапазоне длин волн от 275 до 1150 нм [1]. Эффективность работы фотодетектора на основе гетеропереходов графен/n-Si во многом определяются параметрами барьера Шоттки, сформированного на границе графена и кремния. В этой работе исследовано влияние обработки поверхности кремния раствором плавиковой кислоты перед нанесением графена на вольтамперные характеристики (ВАХ) сформированного гетероперехода. Графен синтезировался методом ХПО с использованием метана в качестве прекурсора и переносился на поверхность кремния по схеме жидкого переноса без использования полимерного каркаса. Эскиз сформированного гетероперехода, а также

электрическая схема представлены во вставке к рис. 1, б. На рис. 1, а представлены темновые ВАХ фотодетекторов в диодном включении без предварительной обработки и прошедшего предварительную обработку раствором плавиковой кислоты. Видно, что предварительная обработка существенно изменяет ход ВАХ, которая становится более металлической. Такое изменение поведения можно объяснить значительной модификацией поверхностного состояния кремния. Используя стандартную модель барьера Шоттки, ток через гетеропереход полупроводник-металл

можно выразить как $\ln I = \ln I_0 - \frac{e}{\eta k T} V$, в свою очередь?

$I_0 = AA^* T^2 e^{-\frac{\Phi_B}{kT}}$, где k – константа Больцмана, Φ_B – высота барьера, T – температура, A – площадь контакта, A^* – постоянная Ричардсона (для $n\text{Si} \approx 112 \text{ Асм}^{-2}\text{К}^{-2}$), η – фактор идеальности контакта. Для гетероперехода графен-кремний, не прошедшего предварительную обработку раствором плавиковой кислоты, из аппроксимации экспериментальных данных (рис. 1, б) согласно приведенной выше модели, получены следующие параметры: фактор идеальности гетероперехода, $\eta \sim 14$, и высота барьера, $\Phi_B \sim 0,45$ эВ. Полученные параметры находятся в хорошем соответствии с данными, сообщаемыми в литературе.

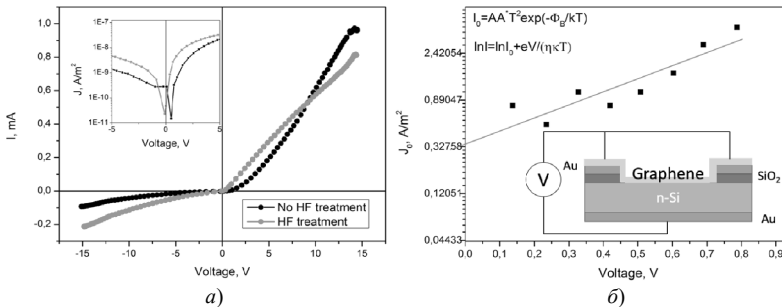


Рис. 1. а) темновые ВАХ прошедшего и не прошедшего предварительную обработку раствором фосфорной кислоты детекторов. Вставка демонстрирует ВАХ в полулогарифмической шкале. б) Аппроксимация ВАХ детектора, не прошедшего предварительную обработку раствором плавиковой кислоты, согласно стандартной модели гетероперехода металл-полупроводник

Литература

1. M. Scagliotti et al., Carbon, **152**, 643 (2019).

ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ В НЕОДИМ-ЖЕЛЕЗНОМ ПЕРОВСКИТЕ

Д.С. Хорошко^{1,2}, А.В. Баглов^{1,2}

¹Белорусский государственный университет, Беларусь, 220006, г. Минск, ул. Бобруйская, дом 5, e-mail: khoroshko@bsu.by

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, дом 6

EXCHANGE COUPLING IN NEODYMIUM-IRON PEROVSKITE

L.S. Khoroshko^{1,2}, A.V. Baglov^{1,2}

¹Belarusian State University, Belarus, 220006 Minsk, Bobruyskaya str., 5,
e-mail: khoroshko@bsu.by

²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Belarus, 220013 Minsk,
P. Browka str., 6

The exchange coupling between iron ions, neodymium ions, iron and neodymium ions in NdAlO_3 perovskite was studied using ab initio methods. The magnetic properties of neodymium-iron perovskite are primarily provided due to magnetic properties of the iron sublattice. The exchange between neodymium ions, which are separated by iron ions, occurs indirectly due to electrons of the anionic sublattice, the interaction of which with iron ions leads to a change of the exchange coupling constant sign. The presence of $3d-3d$, $3d-4f$ and $4f-4f$ exchange interactions can significantly affect the magnetic anisotropy in the Nd – Fe – O system with different crystal lattices.

Иттрий-железные и неодим-железные перовскиты привлекают интерес исследователей как материалы с магнитными свойствами, использующиеся в радиоэлектронике. Если свойства иттрий-железного перовскита в некоторой мере известны, то неодим-железный перовскит изучен в меньшей степени, особенно вопросы взаимодействия между ионами железа и неодима. В данной работе мы изучали обменную связь между ионами железа, ионами неодима, ионами железа и неодима методами из первых принципов.

Численное моделирование проводили в пакете *OpenMX* [1, 2]. В расчете использовали обобщенное градиентное приближение и учитывали, как валентные $3p$ -, $3d$ - и $4s$ -электроны для Fe, $4f$ -, $5s$ -, $5p$ - и $6s$ -электроны для Nd, $2s$ - и $2p$ -электроны для кислорода. Критерий сходимости расчета самосогласованного поля составлял 10^{-6} эВ/ион, оптимизацию элементарной ячейки продолжали до тех пор, пока силы, действующие на атомы, не становились менее 10 мэВ/Å.

Элементарная ячейка неодим-железного перовскита включает 20 атомов (4 формульные единицы). Константа обменной связи между

ионами Nd_1 и Nd_2 составляет $-10,4 \text{ см}^{-1}$. В тоже время взаимодействие между четными и нечетными ионами меняет знак и примерно втрое меньше по значению. Такое поведение объясняется расположением ионов железа между парами близлежащих ионов $\text{Nd}_1 - \text{Nd}_2$ и $\text{Nd}_3 - \text{Nd}_4$. Ионы железа ведут себя аналогичным образом: в случае нахождения иона неодима между ионами железа, константа обменной связи уменьшается и меняет знак. Однако, константа обменного взаимодействия между ионами железа в $10 \div 20$ раз больше независимо от знака, чем для ионов неодима. Обменное взаимодействие между в парах ионов $\text{Nd} - \text{Fe}$ зависит от положения ионов в кристаллической решетке, и константа принимает значения в диапазоне $-10 \div -30 \text{ см}^{-1}$. Такое поведение говорит о том, что $3d-4f$ взаимодействие достаточно слабо, и в меньшей степени определяет магнитные свойства перовскита. Напротив, $3d-3d$ обменное взаимодействие определяют ферромагнитные свойства соединения, и ответственно за ферромагнитное упорядочение. Однако смена знака константы обменного взаимодействия говорит о том, что обмен между четными и нечетными ионами неодима осуществляется косвенно через электроны анионной подрешетки.

Таким образом, установлено, что магнитные свойства неодим-железного перовскита в первую очередь обусловлены магнитными свойствами подрешетки железа. Обмен между ионами неодима, которые разделены ионами железа происходит косвенно, за счет электронов анионной подрешетки, взаимодействие которых с ионами железа приводит смене знака константы обменной связи. Наличие $3d-3d$, $3d-4f$ и $4f-4f$ обменного взаимодействия в системе $\text{Nd} - \text{Fe} - \text{O}$ может заметно влиять на магнитную анизотропию в зависимости от кристаллической структуры последней.

Работа поддержана грантом Ф20МВ-022 Белорусского Республиканского Фонда фундаментальных исследований и Министерства образования Республики Беларусь.

Литература

1. T. Ozaki, Phys. Rev. B, **67**, 155108 (2003).
2. T. Ozaki, Phys. Rev. B, **69**, 195113 (2004).

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ОРТОРОМБИЧЕСКОГО ZnSiN_2

**А.В. Баглов^{1,2}, Л.С. Хорощко^{1,2}*

¹Белорусский государственный университет,
Беларусь, 220006, г. Минск, ул. Бобруйская, дом 5, e-mail: baglov@bsu.by
²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, дом 6

ORTHORHOMBIC ZnSiN_2 ELECTRONIC STRUCTURE

**A.V. Baglov^{1,2}, L.S. Khoroshko^{1,2}*

¹Belarusian State University, Belarus, 220006 Minsk, Bobruyskaya str., 5, e-mail: baglov@bsu.by
²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics,
Belarus, 220013 Minsk, P. Browka str., 6

In this paper, we investigate orthorhombic ZnSiN_2 with a planaxial symmetry class D_{2h} using ab-initio methods. The first direct transition is observed at the point Γ , the band gap is 0.55 eV according to the calculations results (really can be expected about ≈ 1 eV). Thus, the electronic structure of orthorhombic ZnSiN_2 is promising for photovoltaic and optoelectronic applications, and the band gap is close to that of ZnSnN_2 of the planar symmetry class and silicon.

Тройные нитридные соединения с общей формулой ZnXN_2 ($X = \text{Si}, \text{Ge}, \text{Sn}$) представляют собой перспективные полупроводниковые материалы для солнечной энергетики, светодиодов и сильноточной электроники [1, 2]. Их кристаллическая структура, принадлежащая к орторомбической сингонии планального класса C_{2v} близка к структуре вюрцита, что позволяет предположить возможность их интеграции в изделия из нитридных полупроводников типа MeN ($\text{Me} = \text{Al}, \text{Ga}, \text{In}$) [3]. Однако, в ряду указанных тройных соединений ZnXN_2 в фотовольтаике может быть использован только ZnSnN_2 с наименьшей шириной запрещенной зоны $E_g = 1.4$ эВ. В данной работе мы исследуем методами из первых принципов (*ab-initio*) орторомбический ZnSiN_2 с планаксиальным классом симметрии D_{2h} .

Численное моделирование электронной структуры ZnSiN_2 из первых принципов проводили в пакете *OpenMX* [4, 5]. В расчете использовали обобщенное градиентное приближение и учитывали, как валентные $3d$ - и $4s$ -электроны для Zn , $3s$ - и $3p$ -электроны для Si , $2s$ - и $2p$ -электроны для азота. Критерий сходимости расчета самосогласованного поля составлял 10^{-6} эВ/ион, оптимизацию элементарной ячейки продолжали до тех пор, пока силы, действующие на атомы, становились менее 10 мЭВ/Å.

Рассчитанная зонная структура соединения ZnSiN_2 продемонстрирована на рис. 1.

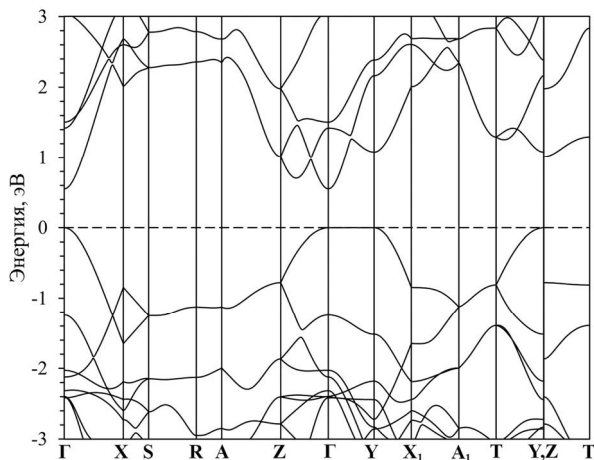


Рис. 1. Зонная структура ZnSiN_2

Первый прямой переход наблюдается в точке Γ между выраженным минимумом зоны проводимости и максимумом валентной зоны. Ширина запрещенной зоны составляет 0.55 эВ, что значительно меньше, чем для ZnSiN_2 с планальной симметрией. Учитывая, что ширина запрещенной зоны в обобщенном градиентном приближении недооценивается, следует ожидать реальной ширины запрещенной в ≈ 1 эВ. Прямые переходы в остальных точках высокой симметрии в 3–5 раз больше, что позволяет предположить большое значение дипольного матричного элемента.

Таким образом, нами показано, что электронная структура орторомбического ZnSiN_2 перспективна для фотовольтаических и оптоэлектронных приложений, а ширина запрещенной зоны близка к таковой у ZnSnN_2 планального класса симметрии и кремния.

Литература

1. A.D. Martinez et al., J. Mater. Chem. A, **5**, 11418 (2017).
2. P.C. Quayle et al., MRS Commun., **3**, 135 (2013).
3. L. Hanet et al., J. Appl. Phys., **121**, 093101 (2017).
4. T. Ozaki, Phys. Rev. B, **67**, 155108 (2003).
5. T. Ozaki, Phys. Rev. B, **69**, 195113 (2004).

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ БРУКИТА

**А.В. Баглов¹, Л.С. Хорощко¹*

¹Белорусский государственный университет
Республика Беларусь, 220005, г. Минск, пр-т Независимости, дом 4, e-mail: baglov@bsu.by

BROOKITE SURFACE ELECTRONIC STRUCTURE

**A.V. Baglov¹, L.S. Khoroshko¹*

¹Belarusian State University
Republic of Belarus, 220002 Minsk, Nezavisimosti Ave 4, e-mail: baglov@bsu.by

The electronic structure of the TiO_2 brookite surface with crystallographic orientation (001), (010), (011), (101), (110) was studied within the framework of the density functional theory and the theory of pseudopotential. It was found that it's all demonstrate semiconducting properties with a direct first transition at the Γ point and a band gap from 0.8 eV for the (110) surface to 1,282 eV for (010). We presume the valence band is formed by $2p$ electrons of oxygen, and the conduction band is formed by $3d$ electrons of titanium.

Диоксид титана TiO_2 является недорогим биосовместимым материалом, проявляющим фотокаталитическую активность в отношении различных видов органических загрязнений. В природе диоксид титана встречается в трех модификациях – анатаз и рутил (тетрагональная сингония), а также брукит (орторомбическая). Большинство проводимых исследований по фотокатализу сосредоточено на фазах анатаза и рутила, брукит же является наименее исследованным из-за сложности синтеза монофазных образцов. Для оценки перспективности фотокаталитических приложений представляет интерес изучение электронной структуры брукита в зависимости от кристаллографической ориентации поверхности.

Исследование структурных и электронных свойств брукита проводили в рамках теории функционала плотности и теории псевдопотенциала, реализованных в пакете *OpenMX* [1, 2]. Базис псевдоатомных орбиталей включал по 2 базовые функции для каждого валентного электрона каждого элемента и по 1 поляризационной функции с целью более аккуратного учета химической связи. Псевдопотенциалы включали в качестве валентных $2s$ - и $2p$ -электроны для кислорода, $3s$ -, $3p$ -, $3d$ - и $4s$ -электроны для титана. Моделирование проводили в рамках обобщенного градиентного приближения (*GGA*) с использованием обменно-корреляционного функционала *PBE*. Критерий сходимости самосогласованного расчета выбирали равным 10^{-6} эВ/ион. Перед расчетом электронной структуры прово-

дили релаксацию элементарной ячейки объемного брукита и реконструкцию поверхности. Вакуумный слой составлял 15 Å.

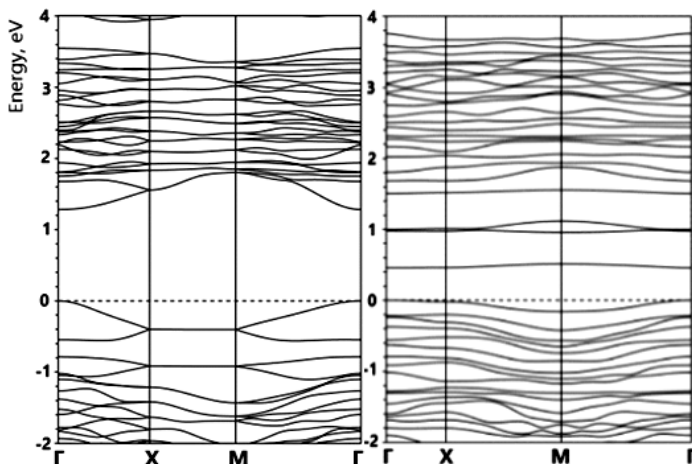


Рис. 1. Зонная структура поверхности брукита с ориентацией: (010) – слева, (110) – справа

В результате проведенного исследования электронной структуры объемного брукита и поверхностей ориентации (001), (010), (011), (101), (110) и было установлено, что все они демонстрируют полупроводниковые свойства с прямым первым переходом точке Γ (рис. 1) с зазором различной величины: от 0,8 эВ для поверхности (110) до 1,282 эВ для (010). В той или иной мере на эти свойства влияют взаимные расположения ионов титана и кислорода, которые могут в достаточной мере сближаться для повышения степени делокализации электронов.

Мы полагаем, что допустимо считать, что валентная зона образована $2p$ -электронами кислорода, а зона проводимости $3d$ -электронами титана, как это происходит в объемном материале, однако позднее будут проведены дополнительные исследования плотностей электронных состояний и вклада в них как поверхностных атомов, и атомов из объема материала.

Литература

1. T. Ozaki, Phys. Rev. B, **67**, 155108 (2003).
2. T. Ozaki, Phys. Rev. B, **69**, 195113 (2004).

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕКОРИРОВАННЫХ ЛИТИЕМ
МОЛЕКУЛ ПРИЗМАНА ДЛЯ СЕЛЕКТИВНОЙ АДСОРБЦИИ CO₂**

**М.А. Салем^{1,2}*

¹Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”

Россия, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31,

²Университет Загазиг, 44519 Загазиг, Египет

e-mail: mahmod_ali735@yahoo.com

**COMPUTATIONAL STUDY OF LI-DECORATED PRISMANE MOLECULES
FOR SELECTIVE ADSORPTION OF CO₂**

**M.A. Salem^{1,2}*

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31,

²Department of Physics, Faculty of Science, Zagazig University, 44519 Zagazig, Egypt

*e-mail: mahmod_ali735@yahoo.com

We carried out a computational study of CO₂ molecules decompositions adsorbed on pristine and lithium decorated higher prismanes ($n = 5$ to 8). The adsorption structures, adsorption energies, electron transfers, densities of states, and desorption properties were discussed to evaluate the possible application of prismanes as CO₂ adsorbents and sensors. The density functional theory calculations with the M06-2X/6-31G(d, p) functional show that the adsorption of lithium ions on prismanes is an energetically favorable process. The lithium-ion-decorated prismane has been examined for CO₂ adsorption and detection.

Проведено исследование разложения газов, адсорбированных на недопированных и декорированных литием углеводородных призманах C_{2n}H_{2n} ($n = 5-8$). Рассмотрены энергия адсорбции и геометрии адсорбированных молекул, перенос заряда, плотность электронных состояний и процессы десорбции для оценки возможного применения призмано в качестве адсорбентов и газовых сенсоров. Расчеты на основе теории функционала плотности с обменно-корреляционным функционалом M06-2X/6-31G(d,p) [1] показывают, что молекула призмана может адсорбировать ион лития, причем энергия связи достаточно велика. Декорированный литием призман был исследован в качестве адсорбента CO₂. Оптимизированные структуры системы «ион лития + призман C_{2n}H_{2n}» показаны на рис. 1.

Энергию адсорбции E_{ads} иона лития (Li) на призмানে C_{2n}H_{2n} можно рассчитать по формуле [2]:

$$E_{\text{ads}} = E(\text{призман}) + E(\text{Li}) - E(\text{призман+Li}),$$

где $E(\text{призман})$, $E(\text{Li})$, $E(\text{призман-Li})$ – энергии соответственно молекулы призмана, иона лития и комплекса «призман + ион лития».

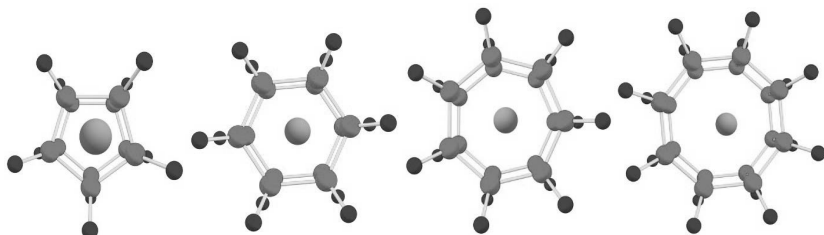


Рис. 1. Оптимизированы структуры адсорбции литий-иона на поверхности углеродного призмана $C_{2n}H_{2n}$ размером от $n = 5$ до 8

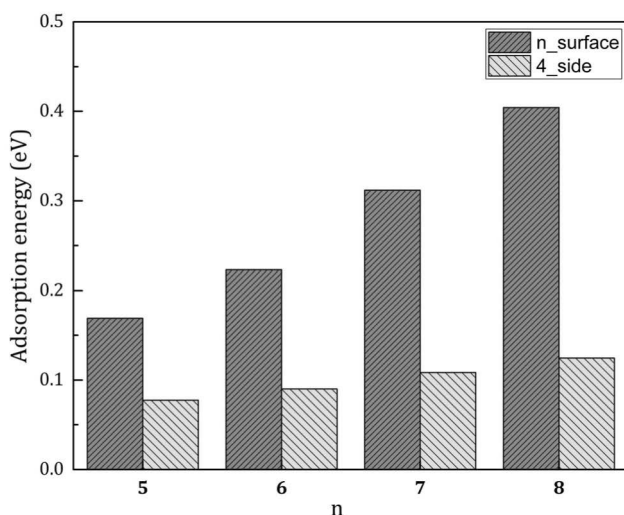


Рис. 2. Энергия адсорбции иона лития на различные углеводородные призматы $C_{2n}H_{2n}$ ($n = 5-8$) на четырехугольной и на n -угольной поверхности призмана

Согласно нашим результатам, приведенным на рис. 2, энергия адсорбции растет с увеличением размера призмана. С другой стороны, ясно, что адсорбция на n -угольник, лежащий в основании призмана, является предпочтительной.

Литература

1. M. Walker et al., J. of Phys. Chem. A, **117**, 12590-12600 (2013).
2. P. Wu et al., Nanoscale Research Lett., **15**, 186 (2020).

ДВУМЕРНЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ ПОВЕРХНОСТНЫХ ФАЗ Eu НА КРЕМНИИ

**Д.В. Аверьянов¹, И.С. Соколов¹, И.А. Каратеев¹, А.Н. Талденков¹, А.М. Токмачёв¹,
О.Е. Парфёнов¹, В.Г. Сторчак¹*

¹НИИЦ «Курчатовский институт»

Россия, 123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, дом 1, e-mail: dm_averyanov@mail.ru

TWO-DIMENSIONAL FERROMAGNETISM OF Eu SURFACE PHASES ON SILICON

**D.V. Averyanov¹, I.S. Sokolov¹, I.A. Karateev¹, A.N. Taldenkov¹, A.M. Tokmachev¹,
O.E. Parfenov¹, V.G. Storchak¹*

¹National Research Centre “Kurchatov Institute”

Russia, 123182, Moscow, Kurchatov Sq. 1, e-mail: dm_averyanov@mail.ru

2D magnetic systems demonstrate unique properties [1] highly amenable to external stimuli. It makes them sought-for materials with prospective applications in ultra-compact spintronic devices. However, 2D magnets are rare; their search requires exploration of rather unconventional material systems.

Here, we report the discovery of a new type of 2D magnets – submonolayer periodic arrays of metal atoms supported by a substrate. In particular, we study surface phases of Eu on Si(001). Their synthesis employs MBE; RHEED and TEM confirm the superb crystalline quality of these structures. The materials exhibit rather strong ferromagnetic signals. The 2D character of their magnetism manifests itself by strong dependence of the effective transition temperature on weak magnetic fields. The results establish a new class of 2D magnets, seamlessly integrated with silicon technology. The class can be expanded by varying the substrate and/or the type of magnetic atoms.

Недавно открытые двумерные магниты представляют собой класс материалов с уникальными свойствами [1]. Особенно важна возможность гибкого управления ими с помощью различных внешних воздействий, открывающая перспективы использования таких материалов в компактных электронных устройствах с новыми принципами функционирования. Поэтому значительные усилия направлены сейчас на поиск новых функциональных материалов с двумерным магнетизмом.

Открытые ранее двумерные магниты на основе европия – Eu/силицен [2, 3], Eu/германен [4], Eu/графен [5] – представляют собой монослои этих структур. В данной работе приведены результаты исследования принципиально нового класса двумерных магнитных систем – субмонослойных. Они представляют собой периодические структуры, формируемые атомами Eu на поверхности Si(001), то есть поверхностные фазы (ПФ).

Основные ПФ Eu (2×3 , 1×2 , 1×5 , и 1×3) синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии путем осаждения атомов Eu на нагретую подложку, очищенную от слоя естественного оксида. По окончании процедуры роста фазы закрыты слоем Al для предотвращения деградации при выносе на атмосферу. Контроль за структурой ПФ в ходе всего процесса формирования осуществлялся методом дифракции быстрых электронов.

Изучение структурных свойств ПФ *ex situ* проведено методом просвечивающей электронной микроскопии. Полученные изображения демонстрируют периодичность изготовленных субмонослойных структур, сохраняющуюся на больших латеральных дистанциях, сравнимых с шириной террас, а также уникальный характер упорядочения атомов в каждой из них.

Магнитные свойства структур оказываются достаточно выраженными для их измерения с помощью СКВИД-магнитометра. Совместный анализ температурных и полевых зависимостей намагниченности, выполненный для всех типов ПФ, позволяет сделать вывод о наличии ферромагнитного упорядочения у 3 из 4 фаз (исключение – ПФ 2×3). Определенный по полевым зависимостям момент насыщения, приходящийся на атом Eu, достигает $3,5 \mu_B/\text{Eu}$, что, хотя и вдвое меньше значения, характерного для $4f^7$ конфигурации Eu, превышает величину, наблюдаемую для других двумерных магнитных соединений на основе Eu [2, 4, 5].

Интеграция двумерных магнитных систем с кремниевой платформой открывает возможности для их использования в реальных устройствах. Можно надеяться на существенное расширение ряда субмонослойных двумерных магнитных систем за счет варьирования подложки, ее ориентации или типа магнитных атомов.

Представленная работа проведена при частичной поддержке НИЦ «Курчатовский институт» [приказ № 1055 (характеризация)], Российского Научного Фонда [гранты 19-19-00009 (синтез) и 20-79-10028 (измерения свойств)] и Совета по грантам Президента РФ [стипендия Президента РФ СП-1398.2019.5].

Литература

1. B. Huang et al., Nat. Mater., **19**, 1276 (2020).
2. A.M. Tokmachev et al., Nat. Commun., **9**, 1672 (2018).
3. O.E. Parfenov et al., Mater. Today, **29**, 20 (2019).
4. A.M. Tokmachev et al., Mater. Horiz., **6**, 1488 (2019).
5. I.S. Sokolov et al., Mater. Horiz., **7**, 1372 (2020).

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ Mn В $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$
С ПОМОЩЬЮ XAFS-СПЕКТРОСКОПИИ И РАСЧЕТОВ ИЗ ПЕРВЫХ
ПРИНЦИПОВ**

****И.А. Случинская, А.И. Лебедев***

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, e-mail: irinasluch@gmail.com

**STRUCTURE OF Mn IMPURITY CENTERS IN $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ STUDIED
BY XAFS SPECTROSCOPY AND FIRST-PRINCIPLES CALCULATIONS**

****I.A. Sluchinskaya, A.I. Lebedev***

M.V. Lomonosov Moscow State University
Russia, 119991, Moscow, Leninskie gory, 1, e-mail: irinasluch@gmail.com

At present, $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ solid solution is one of the most promising ferroelectric for microwave applications. Its doping with manganese which makes it multiferroic enables to extend the functionality of this material. The results of XAFS spectroscopy and first-principles calculations are used to determine the structure of the Mn impurity center.

Одной из самых динамично развивающихся областей современной техники является электроника СВЧ. В настоящее время наиболее перспективными сегнетоэлектриками-мультиферроиками для СВЧ применений считаются твердые растворы $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$. Легирование этих материалов магнитными $3d$ примесями позволяет расширить их функциональные возможности за счет управления их свойствами электрическим и магнитным полями [1, 2].

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование структуры примесных центров, образуемых Mn, при легировании им $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$, BaTiO_3 и SrTiO_3 . Актуальность этих исследований связана с тем, что Mn может проявлять различную валентность в оксидных перовскитах и образовывать сложные комплексы, определяющие свойства легированного материала [3, 4]. Для решения этой задачи использовался метод XAFS-спектроскопии в совокупности с расчетами из первых принципов.

Поскольку при легировании марганцем структура BaTiO_3 может переходить из кубической в гексагональную, а добавление Sr препятствует этому превращению, то для сохранения кубической структуры в образце к нему добавлялось 20 % SrTiO_3 . Образцы $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ и SrTiO_3 , легированные 2–3 % Mn и с различным отклонением от стехиометрии, получались методом твердофазного синтеза и отжигались при 1100 °С в течение

8 ч. Часть образцов дополнительно отжигалась на воздухе при 1500 °С в течение 2 ч. Исходными компонентами служили BaCO_3 , SrCO_3 , нанокристаллический TiO_2 и $\text{Mn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. Все образцы $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3(\text{Mn})$ и $\text{SrTiO}_3(\text{Mn})$ были однофазными и имели структуру перовскита при 300 К.

Рентгеновские спектры поглощения в областях протяженной тонкой структуры (EXAFS) и околокраевой структуры (XANES) записывались в режиме флуоресценции на K -крае Mn при 300 К на станции КМС-2 на источнике синхротронного излучения в BESSY. Обработка EXAFS спектров осуществлялась традиционным способом с помощью пакета программ IFEFFIT.

Расчеты из первых принципов проводились с помощью программы abinit в приближении LDA+ U на 80-атомных кубических сверхъячейках. Для описания атомов с частично заполненной d -оболочкой использовались PAW-псевдопотенциалы. Значения параметров, описывающих кулоновское и обменное взаимодействие внутри d -оболочки, составляли $U = 5$ эВ и $J = 0,9$ эВ.

Исследования спектров XANES и EXAFS $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3(\text{Mn})$ и $\text{SrTiO}_3(\text{Mn})$ показали, что в зависимости от условий приготовления примесные атомы марганца входят в узлы A или B решетки перовскита и находятся в них в разных зарядовых состояниях. Ионы Mn^{4+} занимают узловое положение атомов Ti в решетке, а ионы Mn^{2+} оказываются нецентральными и значительно смещены из узлов A решетки. В $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3(\text{Mn})$ большая часть атомов Mn замещает атомы Ti независимо от температуры отжига и отклонения от стехиометрии. Перераспределением примесных атомов между двумя узлами можно управлять, изменяя условия приготовления образцов.

Экспериментально найденные межатомные расстояния и зарядовые состояния примеси сопоставлялись с результатами расчетов геометрии, магнитных и электронных свойств ряда конфигураций примесного центра с направлением смещения нецентрального атома Mn вдоль осей [100], [110] и [111]. Анализ показал, что при 300 К атомы Mn испытывают смещения вдоль осей [100] и [111] одновременно.

Литература

1. V. V. Shvartsman, S. Bedanta, P. Borisov et al., Phys. Rev. Lett., **101**, 165704 (2008).
2. W. Eerenstein, N.D Mathur, J.F. Scott, Nature, **442**, 759 (2006).
3. А.И. Лебедев, И.А. Случинская и др., Письма в ЖЭТФ, **89**, 545 (2009).
4. И.А. Случинская, А.И. Лебедев, А. Ерко, Изв. РАН Сер. физ., **74**, 1289 (2010).

**КОГЕРЕНТНЫЕ УПРУГИЕ ИМПУЛЬСЫ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ
В АЛМАЗЕ С ВСТРОЕННЫМИ ГРАФИТИЗИРОВАННЫМИ СЛОЯМИ**

****А.И. Шарков, А.Ю. Клоков, Р.А. Хмельницкий***

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, дом 53, e-mail: shark@lebedev.ru

**HYPERSONIC COHERENT ELASTIC PULSES
IN DIAMOND WITH BURIED GRAPHITIZED LAYERS**

****A.I. Sharkov, A.Yu. Klovov, R.A. Khmelnskiy***

P.N. Lebedev Physical Institute RAS
Russia, 119991, Moscow, Leninskii pr. 53, e-mail: shark@lebedev.ru

This work studies the propagation of elastic pulses within the frequency range up to 150 GHz in natural IIa-type diamond with buried graphitized layers produced by ion implantation by means of “Pump-probe” interferometric technique with picoseconds resolution. Fitting was carried out both on the basis of a three-layer thermo-optical model and by solving a system of equations of motion in a multilayer structure. The set of thermal and elastic properties of buried graphitized layers was determined.

Набор уникальных физических и химических свойств делает алмаз перспективным материалом для создания нового поколения оптических и электронных устройств, а также микро- и нано- электромеханических систем, и акустоэлектронных устройств гигагерцового диапазона. Одним из способов создания таких структур является ионная имплантация, позволяющая создавать аморфизованные слои, встроенные в алмазную матрицу [1]. Глубина залегания таких слоёв, в зависимости от энергии и имплантируемого иона, могут достигать нескольких микрон, а толщина – от десятков до сотен нанометров. Высокотемпературный отжиг может приводить к графитизации аморфизованных слоёв. Получить данные о скорости звука, затухании, акустическом рассогласовании таких слоёв и алмазной матрицы можно с помощью методов пикосекундной акустики.

В работе представлены результаты исследования встроенных в алмаз графитизированных слоёв при зондировании их импульсами когерентных фононов с частотами до 150 ГГц, что представляет интерес как с фундаментальной точки зрения – исследование фазовых переходов при радиационном повреждении материала, так и для формирования акустических волноводных систем и фононных кристаллов.

Объектом исследования была пластина алмаза типа IIa ориентации (001) в которую, через набор масок, была выполнена имплантация ионов

C^{+} с энергией 350 кэВ с дозами имплантации от $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ до $12 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. После отжига в вакууме при температуре $\sim 1600^\circ\text{C}$ были сформированы пять областей со встроенными графитизированными слоями. В качестве генератора когерентных фононов использовалась Al плёнка, толщиной ~ 40 нм, нанесённая термическим напылением.

Генерация и регистрация прихода импульсов когерентных фононов осуществлялись оптически, по схеме «возбуждение-зондирование», с помощью двухцветной интерферометрической методики [2], построенной на основе фемтосекундного Ti:Sa лазера (160 фс, 76 МГц). Излучение лазера разделялось на два пучка. Первый пучок после удвоения частоты (возбуждающий, 400 нм, 100 пДж) фокусировался на поверхности образца в пятно диаметром ~ 2 мкм. Второй пучок (зондирующий, 800 нм, 10 пДж), после прохождения оптической линии задержки, использовался для регистрации изменения амплитуды и фазы коэффициента отражения, вызванного приходом объёмных упругих волн. Регистрируемые отклики являются результатом наложения быстропеременной (с периодом в десятки пикосекунд) составляющей, вызванной приходом упругих волн на фоне медленно меняющегося фона, вызванного разогревом (со временем спада в сотни пикосекунд). Анализ спектра откликов показывает наличие выраженных пиков, специфичных для каждой области имплантации.

Для анализа экспериментальных откликов проводилось их сравнение с рассчитанными. Медленная тепловая составляющая отклика рассчитывалась по трёхслойной термооптической модели [3], что позволило оценить теплопроводность и фототермический коэффициент графитизированных слоёв. Быстропеременная часть вычислялась путём решения уравнений движения в многослойной структуре в одномерной геометрии [4]. Решения получались в каждом отдельном слое, после чего сшивались на границах. Вектор смещения точек среды и тензор напряжения полагались непрерывными. Параметрами являлись тепловые и упругие характеристики материала слоёв. В результате оценены скорость звука и коэффициент теплопроводности встроенных слоёв.

Авторы благодарны В.А. Дравину за проведение ионной имплантации алмазных пластин. Работа была поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, проект № 19-02-00952а.

Литература

1. A.A. Gippius et al., Diamond and Related Mater., 8, 1631-1634 (1999).
2. T. Tachizaki et al., Rev. Sci. Instr., 77, 043713 (2006).
3. A. Klovov et al., J. Phys.: Conf. Ser., 278, 012019 (2011).
4. A. Yu. Klovov et al., J. of Appl. Phys., 127, 154304 (2020).

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАБОТЫ БИПОЛЯРНОГО МЕМРИСТОРА
НА ОСНОВЕ ОКСИДА ГАФНИЯ**

*А.Н. Алёшин¹, *Н.В. Зенченко¹, О.А. Рубан¹*

¹Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН
Россия, 117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр.5,
e-mail: zenchenko.nikolay@yandex.ru

**MODELING OF FORMATION OF CONDUCTIVE CHANNEL
IN A BIPOLAR MEMRISTOR BASED ON HAFNIUM OXIDE**

*A.N. Aleshin¹, *N.V. Zenchenko¹, O.A. Ruban¹*

¹V. G. Mokerov Institute of ultrahigh frequency semiconductor electronics of RAS
Russia, 117105 Moscow, Nagorniy proezd 7, e-mail: zenchenko.nikolay@yandex.ru

We developed a finite element modeling method that allows calculating the current-voltage characteristic of a bipolar memristor based on hafnium oxide $\text{Pt/HfO}_2/\text{TiN}$, which reflects both the high-resistance and low-resistance states of the memristor.

Была разработана конечно-элементная модель, позволяющая рассчитывать вольтамперную характеристику биполярного мемристора на основе оксида гафния $\text{Pt/HfO}_2/\text{TiN}$, которая отражает как высокоомное, так и низкоомное состояние мемристора.

Мемристор представляет собой функциональное устройство с двумя электродами. В процессе его работы на верхний электрод мемристора подается постоянное напряжение различного знака, а нижний электрод заземляется. В большинстве случаев в качестве рабочего тела мемристора используют оксиды переходных металлов: TiO_2 , HfO_2 , NiO , Ta_2O_5 . После отключения напряжения мемристор не изменяет своё состояние и, таким образом, «запоминает» последнее значение сопротивления. Принцип переключения режима работы мемристора реализуется за счет образования и разрушения в рабочем теле токопроводящих каналов (ТК), представляющих собой области повышенной проводимости с поперечным размером порядка 10 нм [1].

В работе выполнено моделирование работы биполярного мемристора на основе оксида гафния методом конечных элементов при использовании в качестве математического базиса уравнений Максвелла для стационарного случая. Режим работы мемристора состоял из 4-х последовательных временных интервалов, соответствующих различным участкам двухполярного сигнала треугольного профиля. ВАХ мемристора имела вид петли гистерезиса, что соответствует известным экспериментальным

данным. На положительных склонах двухполярного сигнала зависимость тока $I(U)$ имела экспоненциальный характер, а на отрицательных склонах выполнялся закон Ома. Описанная процедура расчета ВАХ будет использована в дальнейшем для моделирования работы мемристора при температурных воздействиях.

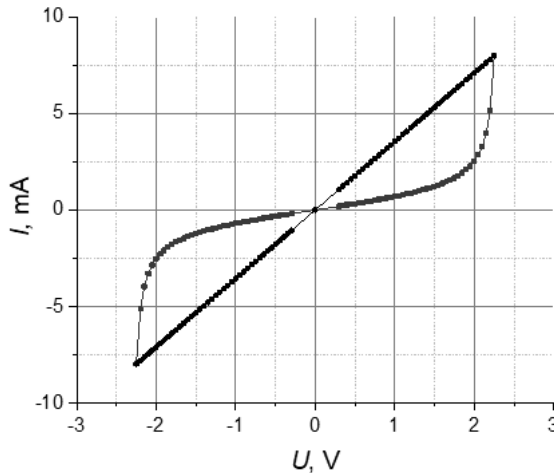


Рис. 1. ВАХ мемристора на основе оксида гафния, полученная в результате моделирования

Из рис. 1 видно, что ВАХ имеет форму гистерезиса, т.е. наблюдается несовпадение нисходящей и восходящей ветвей ВАХ. Это позволяет сделать вывод о том, что результат моделирования корректно отображает известные закономерности переключения режима работы мемристора, полученные в [2, 3], и позволяет опираться на него при дальнейшем развитии данной модели (тепловой и электромагнитный расчеты).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-03003 МК).

Литература

1. K.M. Kim, D.S. Jeong, C.S Hwang, Nanotechnology, 22, 254002 (2011).
2. R. Waser et al., Nature Materials, 11, 833-840 (2007).
3. B.G. Choi et al., J. App. Phys., 98, 033715 (2005).

**ТЕМПЕРАТУРНО-ЧАСТОТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕМРИСТОРОВ
НА ОСНОВЕ СЕЛЕНИДА ГЕРМАНИЯ**

А.Н. Алёшин¹, Н.В. Зенченко¹, *О.А. Рубан¹

¹Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН
Россия, 117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр.5, e-mail: myx.05@mail.ru

**INFLUENCE OF TEMPERATURE AND SWITCHING FREQUENCY
ON A Ge₂Se₃ BASED MEMRISTOR FUNCTIONALITY**

A.N. Aleshin¹, N.V. Zenchenko¹, *O.A. Ruban¹

¹Institute of ultrahigh frequency semiconductor electronics of RAS
Russia, 117105 Moscow, Nagorny Drive 7, build. 5, e-mail: myx.05@mail.ru

Two types of a Ge₂Se₃-based multilayered memristor with a self-directed channel which the active layer was doped with W or C have been studied. The change in the shape of the current-voltage curves of the memristor was revealed at different switching frequencies and during measurements in a temperature chamber. The finite element method simulation showed that the change in the shape of the current-voltage characteristic with an increase in the switching frequency corresponds to a decrease in the thickness of the conducting channel. The dependences of the resistance of the conduction channel on the external temperature during memristor operation are also plotted.

Исследовались мемристоры на основе Ge₂Se₃ активный слой которых был легирован в одном случае вольфрамом, в другом углеродом. Было обнаружено изменение формы вольт-амперной характеристики мемристора при различных частотах переключения и при проведении измерений в температурной камере. Проведенное моделирование методом конечных элементов показало, что изменение формы вольт-амперной характеристики при увеличении частоты переключения соответствует уменьшению толщины проводящего канала. Так же построены зависимости сопротивления канала проводимости от внешней температуры при работе мемристора.

Исследовались мемристоры на основе Ge₂Se₃ с самоформирующимся каналом, изготовленные фирмой Knowm Inc, США, характерной особенностью которых является стандартное поведение вольт-амперной характеристики (ВАХ), схожее с поведением ВАХ мемристоров на основе оксидов переходных металлов. В качестве активного электрода в этих мемристорах используется серебро (Ag), а инертного – вольфрам (W). При приложении положительного напряжения на активный электрод

происходит формирование токопроводящего канала из ионов серебра. Такой металлический канал проводимости, замыкает верхний и нижний контакты. При приложении отрицательного напряжения к активному электроду происходит разборка проводящего канала. Исследовались мемристоры двух типов. Мемристоры первого типа имели активный слой, легированный вольфрамом, второго – углеродом.

При измерении ВАХ мемристоров подаваемый сигнал имел двухполярный треугольный профиль. Из ВАХ было определено, что с увеличением частоты переключения происходит сужение гистерезиса. Проведенное численное моделирование методом конечных элементов в программном обеспечении Comsol показало, что такой же эффект наблюдается при уменьшении толщины проводящего канала. При исследовании при комнатной температуре было выявлено, что мемристоры с активным слоем легированным углеродом более восприимчивы к изменению частоты переключения. Зависимость сопротивления канала проводимости от частоты переключения показана на рис. 1а. Зависимость сопротивления проводящего канала мемристора от обратной температуры, представленная в полулогарифмических осях и отражающая характер изменения проводимости с температурой, показана на рис. 1б.

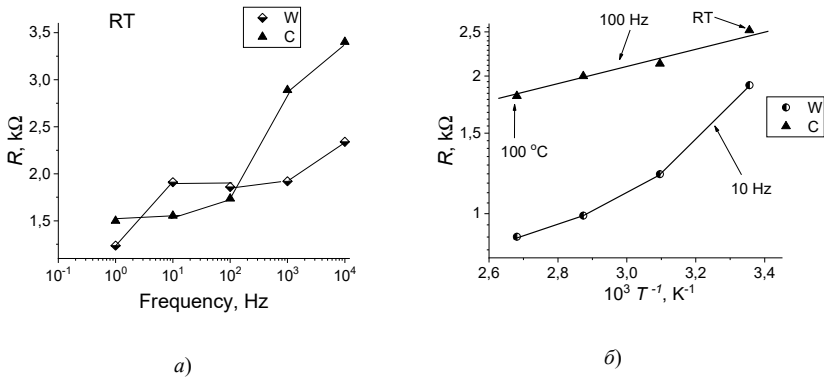


Рис. 1. Зависимость сопротивления проводящего канала от для мемристора на основе селенида германия от частоты – а), от обратной температуры – б)

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-29-03003 МК).

**ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ АНТИОТРАЖАЮЩИХ
ПОКРЫТИЙ НА ТИТАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ**

С.К. Лазарук, Д.А. Сасинович, С. В. Гранко

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П.Бровки, дом 6, e-mail: serg@nano.bsuir.edu.by

**FORMING OF NANOSTRUCTURED ANTI-REFLECTIVE COATING ON TITANIUM
ELEMENTS OF OPTICAL DEVICES**

S.K. Lazarouk, D.A. Sasinovich, S. V. Granko

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Browka 6, e-mail: serg@nano.bsuir.edu.by

Technological approach for anti-reflective coatings on refractory metal surfaces has been proposed. Specular reflection coefficient of anti-reflective coatings created on titanium samples was as low as 0,1–0,33 % for the visible range. Coatings with similar properties can be created using different refractory metals. Developed approach can be used to decrease unwanted reflection of the digital camera elements on earth imaging satellites.

Антиотражающие покрытия представляют интерес для разработки и создания оптоэлектронных и дисплейных устройств [1, 2]. Одна из бурно развивающихся сфер применения данных покрытий – снижение светового загрязнения изображений отражениями от элементов оптоэлектронных систем и их носителей. Многие современные антиотражающие покрытия имеют органическую основу или созданы на основе массивов углеродных нанотрубок и, как следствие, неустойчивы в условиях высоких температур и механических нагрузок. Для создания наиболее бюджетных антиотражающих покрытий на металлических поверхностях применяются, как правило, методики микроструктурирования поверхности путем механической обработки (шлифовка, пескоструйная обработка и другие технологии абразивной обработки). Подобная обработка позволяет снизить коэффициент зеркального отражения поверхности титанового изделия до уровня полутора-двух процентов.

Нами предложена методика формирования наноструктурированных пористых антиотражающих покрытий на титане, которая основана на напылении на поверхность обрабатываемой детали композитной пленки алюминий-титан с последующим анодным окислением данной пленки и селективным вытравливанием оксида алюминия [3]. Микрофотография поверхности наноструктурированной пористой антиотражающей пленки

оксида титана представлена на рис. 1, *а*. Полученное описанным методом покрытие имеет коэффициент зеркального отражения 0,1–0,33 % в пределах спектра излучения видимого диапазона (рис. 1, *б*). Подобное снижение коэффициента отражения можно объяснить, как поглощением излучения оксидной структурой, так и интерференционным ослаблением оптического излучения при многократном переотражении на наоструктурированной оксидной пленке.

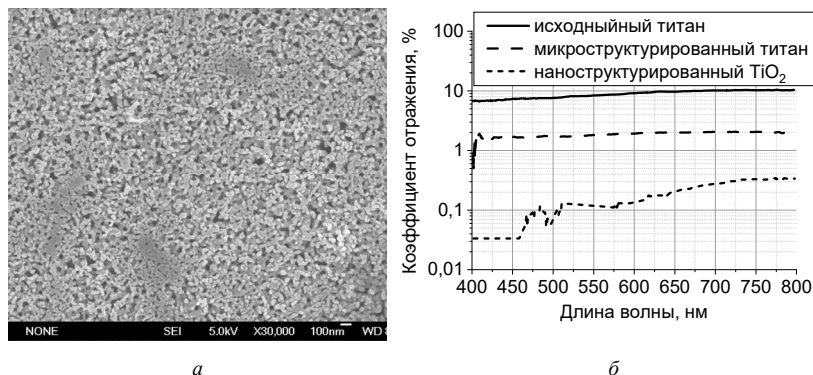


Рис. 1. Фотография поверхности наноструктурированной пленки TiO_2 (*а*); спектры отражения исходного и микроструктурированного титана, а также наноструктурированной пленки TiO_2 (*б*)

Таким образом, представленная методика позволяет формировать на титановых поверхностях технологичные покрытия с коэффициентом зеркального отражения 0,1–0,33 %. Полученные покрытия обладают высокой термической и механической устойчивостью. Описанная методика может быть использована для создания антиотражающих покрытий с применением других вентильных металлов. Разработанный метод может быть использован для формирования антиотражающих покрытий титановых корпусов, используемых в системах спутниковой фотосъемки.

Литература

1. J. Sun et al., Scientific Reports, **8**, 5438 (2018).
2. O. Kupreeva et al., Physics, Chem. and Applic. of Nanostruct., 381 (2015).
3. S. K. Lazarouk et al., Phys. Stat. Sol. (c), **5**, 3690 (2008).

**ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТА В ЛАВИННЫХ СВЕТОДИОДАХ
НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ**

****С.К. Лазарук, А.А. Лешок, А.В. Долбик, А.Ю. Ключик***

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, дом 6, e-mail: serg@nano.bsuir.edu.by

**LOCALIZATION OF LIGHT EMISSION IN AVALANCHE LEDs BASED
ON NANOCRYSTALLINE SILICON**

****S.K. Lazarouk, A.A. Leshok, A.V. Dolbik, A.Yu. Klyutsky***

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics
Belarus, 220013 Minsk, P. Browka 6, e-mail: serg@nano.bsuir.edu.by

A study of the localization of light emission in avalanche LEDs based on nanocrystalline silicon has been performed. It is shown that point light emission with an area of up to $1 \mu\text{m}^2$ occurs in places with a high electric field strength, namely, at the corner points of aluminum electrodes. Localization of light emission can be used to generate random numbers (single photons).

Светоизлучающие структуры на основе кремния являются одним из приоритетных направлений научных исследований, так как именно они являются ключевым элементом, определяющим перспективы развития кремниевой фотоники, с которой связывается будущее интегральной электроники [1]. Одним из наиболее перспективных источников света являются кремниевые лавинные светодиоды. Использование механизма лавинного пробоя обратносмещенных р-п переходов или контактов Шоттки обуславливает одно из главных преимуществ данных приборов – высокое быстродействие, позволяющее функционировать в гига- и даже терагерцовом диапазоне частот [2, 3]. Особенности процесса светоизлучения лавинных светодиодов на кремнии посвящена данная работа.

Лавинные светодиоды на основе нанокристаллического кремния формировали по технологии, интегрированной с технологией КМОП ИС. Ключевой операцией технологии их получения является магнетронное осаждение нанокompозитной пленки Al/Si с последующим ее электрохимическим анодированием, в результате чего формируются кремниевые кластеры, встроенные в матрицу оксида алюминия [3–5].

На рис. 1 приведены вольт-амперные характеристики светодиодных структур, измеренные при различных температурах кремниевой подложки. Представленные характеристики подтверждают лавинный характер пробоя при обратном смещении, проявляющийся в увеличении напряжения пробоя с ростом температуры. Кроме этого, на рис. 1 на вставках

представлены микрофотографии светодиодных структур при различных напряжениях смещения и общий вид без смещения. Как показано на микрофотографиях светозлучение в виде горячих точек появляется в местах максимальной напряженности электрического поля (угловые точки алюминиевых электродов). Далее при увеличении напряжения смещения отдельные светящиеся точки сливаются в линии вдоль периметра алюминиевых контактов. Дальнейшее увеличение смещения обеспечивает расширение этих линий и, следовательно, увеличение общей интенсивности светозлучения.

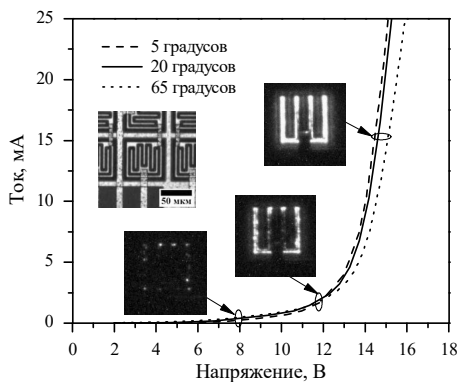


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики светодиодных структур, измеренные при различных температурах кремниевой подложки. На вставках представлены микрофотографии светозлучающих структур при различных напряжениях смещения и без смещения

Точечная локализация светозлучения представляет интерес для различных применений. В частности, точечное светозлучение может быть использовано для генерации случайных чисел (единичных фотонов) при регистрации света в режиме счета отдельных фотонов. Также точечное светозлучение может быть использовано в качестве источников света для оптоэлектронных устройств СВЧ диапазона. Именно при уменьшении площади лавинных светодиодов до 1 мкм^2 ожидается снижение времен-

ных задержек до величин менее 1 пс, что позволит светодиодам работать в терагерцовом диапазоне, так как временной отклик лавинного пробоя составляет 0.1 пс [3]. Полученные результаты открывают новые возможности для развития кремниевой фотоники, способной значительно увеличить быстродействие современных интегральных микросхем.

Литература

1. L. Pavesi, D.J. Lockwood eds. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Silicon Photonics III, 524p. (2016).
2. S.K. Lazarouk et al., Physica E., **16**(3&4), 495 (2003).
3. S.K. Lazarouk et al., Int. J. Nanosci., **18**(3&4), 1940091 (2019).
4. S.K. Lazarouk et al., Semiconductors, **39**(1), 136 (2005).
5. S.K. Lazarouk et al., Semiconductors, **41**(9), 1109 (2007).

**ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaAlAs/InAlAs/InP
ДЛЯ ЭЛЕКТРО-ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА**

****Д.В. Гуляев, Н.А. Назаров, Е.А. Колосовский, Д.В. Дмитриев, К.С. Журавлев***

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

**HETEROSTRUCTURES InGaAlAs/InAlAs/InP
FOR ELECTRO-OPTICAL MACH-ZEHNDER MODULATOR**

****D.V. Gulyaev, N.A. Nazarov, E.A. Kolosovsky, D.V. Dmitriev, K.S. Zhuravlev***

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences.
Lavrentiev aven., 13, 630090, Novosibirsk, e-mail: gulyaev@isp.nsc.ru

The value of the electro-optical effect in InGaAlAs/InAlAs multiple quantum wells (MQWs) of different composition and layer thickness is measured. A non-monotonic dependence of the transmission coefficient on the applied electric field is found. A comparison of the experimental and calculated dependences of the refractive index in an electric field shows that this effect is associated with the appearance of indirect optical transitions between the levels of neighboring quantum wells. It is found that the change in the refractive index of InGaAlAs/InAlAs MQW can reach up to 10^{-3} for the 1V voltage change at a wavelength of 1,55 microns.

В данной работе изучены свойства гетероэпитаксиальных структур с InAlGaAs/InAlAs множественными квантовыми ямами (МКЯ) на подложке InP для новой версии электрооптического модулятора Маха-Цендера на основе квантово-размерного эффекта Штарка. Разработанные InGaAlAs/InAlAs гетероструктуры представляют собой двойной гребенчатый волновод, что позволяет простым сужением волновода выдавить нулевую моду световой волны в нижележащий $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ слой, что приводит к уширению светового пучка и, следовательно, существенно упрощает стыковку модулятора с оптоволокном [1].

При выращивании гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии были отработаны условия роста четырехкомпонентного твердого раствора InGaAlAs с кристаллической решеткой, согласованной с (001) InP подложкой, и определены оптимальные условия роста для каждого слоя ГЭС. В результате были получены гетероструктуры с концентрацией дефектов на поверхности не более 500 на см^2 , что достаточно для создания на их основе интегрально-оптических модуляторов.

Для исследования величины электро-оптического эффекта изготовлены тестовые pin образцы, содержащие множественные InGaAlAs/InAlAs

квантовые ямы различного состава и толщины слоев. Проведено измерение зависимостей коэффициента отражения образцов от напряжения электрического поля на рабочей длине модулятора 1.55 мкм. Обнаружена немонотонная зависимость коэффициента отражения/прохождения от приложенного электрического поля, в кривых присутствуют ярко выраженные резонансы/пики (см. рис. 1). Из сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей показателя преломления в электрическом поле показано, что этот эффект связан с появлением не прямых оптических переходов между уровнями соседних квантовых ям [2]. Установлено, что изменение показателя преломления InGaAlAs/InAlAs МКЯ может достигать до 10^{-3} на длине волны 1,55 мкм при изменении напряжения на 1В. При такой величине электро-оптического эффекта длина интерферометра Маха-Цендера не превысит 1 мм.

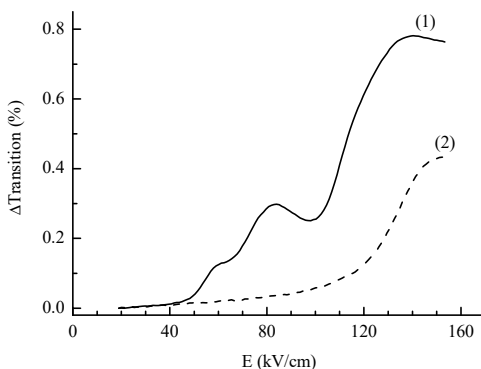


Рис. 1. Типичное относительное изменение κ/α прохождения InGaAlAs/InAlAs МКЯ в электрическом поле. Толщина КЯ (1) 11 и (2) 15 нм

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Новосибирской области в рамках научного проекта 20-42-540009.

Литература

1. А.В. Царев, Р.М. Тазиев, Квант. электроника, 49, 266 (2019).
2. G.D. Boyd et al., Appl. Phys. Lett., 50, 1119 (1987).

МОДЕЛИРОВАНИЕ НОВОЙ КОНСТРУКЦИИ ДВУМЕРНОЙ МАТРИЦЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ПРЯМЫМ КОНВЕКТИВНЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ ПОТОКОМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

**В.А. Олешенко, В.В. Безотосный*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук.
119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53, e-mail: onvlad85@gmail.com

MODELING OF THE NEW DESIGN OF A TWO-DIMENSIONAL ARRAY OF LASER DIODES WITH DIRECT CONVECTIVE COOLING BY FLOW OF HEAT CARRIER

**V.A. Oleshchenko, V.V. Bezotosnyi*

P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences 53 Leninsky Prospekt, 119991, Moscow, Russia, e-mail: onvlad85@gmail.com

The modeling of a novel design of a two-dimensional laser array with direct convective cooling of laser diode bars by heat carrier predicts the possibility of 10-fold increase in the output optical power density and getting up to 16,7 kW per 1 cm² using laser diode bars with an output power of 250 W at coolant temperature of 20 °C. Estimates show that the optical power density of the laser array can reach more than 20 kW per 1 cm² with a decrease in the coolant temperature and narrowing of cooling channels.

Плотность мощности разработанных к настоящему времени двумерных Матриц Лазерных Диодов (МЛД), собранных на основе Линеек Лазерных Диодов (ЛЛД), приблизилась к предельным значениям, обусловленным величиной полного к.п.д. чипа ЛЛД, а также эффективностью применяемых методов охлаждения. Современный уровень плотности оптической мощности МЛД составляет около 2 кВт/см² для непрерывного (CW) и 3 кВт/см² для квазиинтерmittентного QCW режимов работы [1].

Предложена принципиально новая, запатентованная система прямого конвективного охлаждения ЛЛД в составе МЛД (рис.1), позволяющая, согласно расчётам, на порядок повысить плотность мощности излучения до значений 20 кВт/см² для CW режима работы.

Приводятся результаты моделирования теплового режима новой конструкции МЛД. При

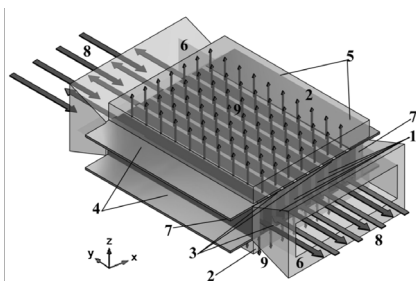


Рис. 1. Принципиальная конструкция МЛД с прямым конвективным охлаждением

использовании в предложенной конструкции стандартных непрерывных ЛЛД [2] с выходной мощностью 100 Вт и КПД 50 % при длине резонатора 2 мм, оценка даёт значения плотности выходной мощности непрерывной МЛД около 5 кВт с 1 см². Применение в такой конструкции ЛЛД с мощностью 250 Вт [1] позволит повысить плотность мощности излучения МЛД до 16,7 кВт с 1 см² при ширине канала охлаждения 100 микрон и температуре теплоносителя 20 °С. Оценки, сделанные на основе тепловой модели, показали возможность достижения величины плотности мощности МЛД более 20 кВт с 1 см² при снижении температуры теплоносителя и уменьшении ширины канала охлаждения.

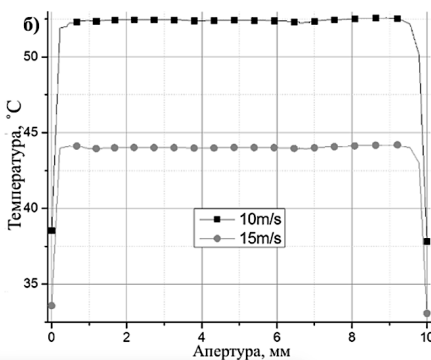


Рис. 2. Распределение температуры по излучающей апертуре ЛЛД для двух скоростей теплоносителя

Рассчитаны требуемые для реализации указанных уровней мощности параметры турбулентного потока теплоносителя в микроканалах охлаждения МЛД. Получены распределения тепловых полей и градиентов температур в ЛЛД (рис. 2). Сравнение градиентов температур говорит о существенном преимуществе предлагаемой конструкции с точки зрения термоупругих напряжений, возникающих в современных ЛЛД во время работы

[3], что необходимо для повышения надёжности и срока службы. Проведен подробный сравнительный анализ предлагаемой МЛД с передовыми аналогами [1].

Литература

1. W. Fassbender, J. Lotz, H. Kissel, and J. Biesenbach, Proc. SPIE, 10513 (2018).
2. В.В. Безотосный и др., Квантовая электроника, **43**(12), 369-370 (2017).
3. V.V. Bezotosnyi et al., J. Physics: Conf. Ser., **1439**, 012029, 1-6 (2020).

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ДЕМОНСТРАЦИЯ ФОРМИРОВАНИЯ
ИСКРИВЛЕННЫХ ПЛАЗМОННЫХ ПУЧКОВ НА ОСНОВЕ
АСИММЕТРИЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР**

****И.А. Глинский^{1,2}, И.В. Минин³, О.В. Минин³, А.В. Лавриненко⁴,
Д.И. Якубовский⁵, В.С. Волков⁵, Д.С. Пономарев^{1,2}***

¹Федеральное государственное автономное научное учреждение Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН Россия, 117105, г. Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5, e-mail: glinский.igor@yandex.ru

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38

³Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634050, г. Томск, проспект Ленина, 30

⁴Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark Denmark, Ørsted's plads, bldg. 345V, DK-2800, Kgs. Lyngby

⁵Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт Россия, 141700, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

**EXPERIMENTAL DEMONSTRATION FORMATION OF CURVED PLASMON BEAMS
BASED ON ASYMETRIC DIELECTRIC MICROSTRUCTURES**

****I.A. Glinskiy^{1,2}, I.V. Minin³, O.V. Minin³, A. Lavrinenko⁴,
D.I. Yakubovsky⁵, V.S. Volkov⁵, D.S. Ponomarev^{1,2}***

¹Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of RAS Russia, 117105 Moscow, Nagorniy proezd 7, e-mail: glinский.igor@yandex.ru

²Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences Russia, 119991 Moscow, Vavilova st. 38

³National Research Tomsk Polytechnic University Russia, 634050 Tomsk, Lenin Avenue 30

⁴Department of Photonics Engineering, Technical University of Denmark Denmark, Ørsted's plads, bldg. 345V, DK-2800, Kgs. Lyngby

⁵Center for Photonics and 2D Materials, Moscow Institute of Physics and Technology Russia, 141700, Dolgoprudny, Institutskiy per. 9

We report on the experimental observation of the curved plasmonic beam, a plasmonic hook, for surface plasmon polariton waves. The plasmonic hook effect could be obtained with a cuboid particle with broken shape symmetry fabricated with a relatively simple routine. We confirmed the existence of plasmonic hook by amplitude scattering scanning near-field optical microscopy. The proposed approaches are of specific interest in on many useful applications from nanoparticles manipulation to nanoscale bio-sensing.

В работе нами было продемонстрировано первое экспериментальное наблюдение нового класса искривленных плазмонных пучков для управления светом на наномасштабе. Эффект формирования искривленных плазмонных пучков наблюдается после прохождения плазмонной волны

через диэлектрическую структуру особой формы, расположенной на тонкой металлической пленке. Экспериментальная демонстрация реализована с помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии рассеивающего типа путем измерения профиля распределения интенсивности при распространении плазмонной волны в предложенной структуре.

В настоящее время большой интерес вызывают структуры, обеспечивающие условия для управления светом на наномасштабе (в частности, путем локализации поверхностных плазмон-поляритонов, ППП) [1]. В работе впервые экспериментально реализованы искривленные ближнепольные плазмонные пучки, формируемые путем взаимодействия ППП с диэлектрической микроструктурой асимметричной формы, расположенной на тонкой металлической пленке.

Параметры предложенных плазмонных пучков были сначала оптимизированы путем проведения численного моделирования методом конечных элементов [2] и далее экспериментально верифицированы посредством измерения профиля распределения интенсивности при прохождении ППП через диэлектрическую микроструктуру [3].

В отличие от плазмонных пучков Эйри, был предложен относительно простой и эффективный метод формирования плазмонных пучков, обладающих высокой степенью локализации ППП. Кроме того, «плазмонный крюк» демонстрирует наименьший радиус кривизны среди существующих искривленных плазмонных пучков; при этом отклонение от прямолинейного распространения плазмонной волны происходит на расстояниях, сравнимых с длиной волны возбуждения плазмона, что позволяет использовать данный эффект для миниатюризации устройств плазмоники и нанофотоники.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 18-79-10195.

Литература

1. I.V. Minin et al., Optics Lett., **45**(12), 3244 (2020).
2. I.V. Minin et al., Annalen der Physik., **530**(12), 1800359 Sp. (2018).
3. I.V. Minin et al., Appl. Phys. Lett., in print (2021).

**ВЛИЯНИЕ ЭКРАНИРОВАНИЯ НА ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

****Ю.Д. Сибирмовский, И.С. Васильевский, Н.И. Каргин***

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

**SCREENING INFLUENCE ON EXCITONIC ABSORPTION
IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES**

****Yu.D. Sibirmovsky, I.S. Vasil'evskii, N.I. Kargin***

National Research Nuclear University "MEPhI",
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: sibirmovsky@gmail.com

In this work we consider how free carrier Debye-like screening of electron-hole Coulomb potential affects the light absorption in semiconductor heterostructures, such as quantum wells. The problem of screened hydrogen-like atom has been considered many times before, but it's not always clear how it should be applied to excitons. Here we use numerical modeling to obtain some quantitative results for both static and dynamic screening.

Корректный учет экситонных эффектов является чрезвычайно важным аспектом моделирования спектров поглощения (а также преломления и отражения) полупроводников и гетероструктур на их основе. При этом речь идет не только о чисто экситонных оптических переходах, но и о том, как Кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой влияет на остальную часть спектра. Ряд приборов оптоэлектроники и фотоники содержит средние и сильно легированные слои, а это значит, что необходимо учесть влияние свободных зарядов в первую очередь на свойства экситонов. Непосредственный вклад свободных зарядов в поглощение (плазмонные эффекты) в невырожденных полупроводниках (и даже в случае не слишком сильного вырождения) будет находиться в другой части спектра (ТГц и дальний ИК-диапазон), поэтому основным эффектом, который необходимо учесть в оптическом диапазоне, является экранирование свободными зарядами Кулоновского взаимодействия электронов и дырок.

В ряде случаев экранирующий потенциал можно считать независимым от энергии, тогда он будет иметь вид широко известного из физики элементарных частиц потенциала Юкавы [1]:

$$V(r) = -2Ry^* \frac{r_{ex}}{r} e^{-\frac{r}{r_s}}, \quad (1)$$

где Ry^* – экситонный ридберг, r_{ex} – боровский радиус экситона, r – расстояние между электроном и дыркой, r_s – радиус экранирования.

В данной работе использован метод конечных разностей для нахождения спектра поглощения и в целом, комплексной диэлектрической восприимчивости для экранированного экситона с потенциалом (1). При этом, радиус экранирования в общем случае считается зависящим от времени. Решается как стационарное, так и нестационарное уравнение Шредингера в произвольном числе измерений от 2 до 3. Учитываются только центрально-симметричные состояния. Это оправдано, так как в дипольном приближении с электромагнитным излучением взаимодействуют только состояния s-типа.

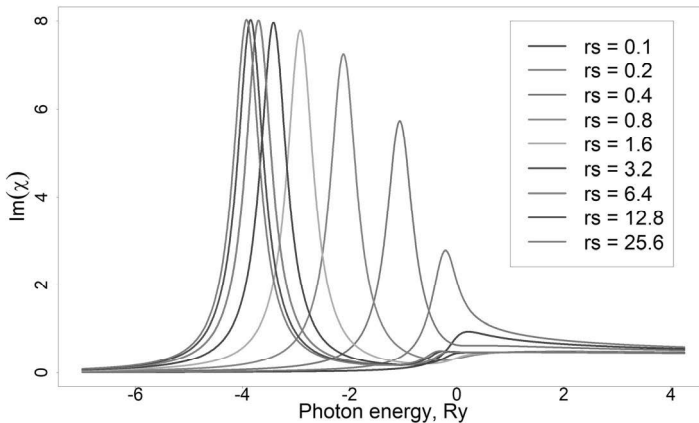


Рис. 1. Спектры мнимой части диэлектрической восприимчивости для экранированных 2D экситонов с различным радиусом экранирования (в Боровских радиусах экситона)

На рис. 1 можно видеть пример расчета для 2D экситонов (очень узкая квантовая яма). Как можно видеть, лишь радиус экранирования порядка 0.1 от радиуса экситона заметно уменьшает интенсивность поглощения, хотя положение максимума изменяется более заметно.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-29-20083 мк.

Литература

I. T.G. Pedersen, J. Phys. Commun., 3, 035021, 10pp. (2019).

**ОСОБЕННОСТИ ТЕХНОЛОГИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛИТОГРАФИИ
ДЛЯ ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ**

****И.С. Васильевский, А.А. Аврамчук, С.А. Номоев***

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

**PECULIARITIES OF ELECTRON BEAM LITHOGRAPHY
FOR THE PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS**

****I.S. Vasil'evskii, A.A. Avramchuk, S.A. Nomoev***

National research nuclear University «MEPhI»
Russia, 115409, Moscow, Kashirskoe shosse, 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

Topology and lithography connected issues are discussed concerning the photonics integrated circuits fabrication technology. The main peculiarities have been successively satisfied as continuous and smooth waveguide topology with both alone and closely placed elements giving rise to proximity effects. Instead of that CD is usually from 500 nm to 1.5 μ m for integrated photonics application, electron beam lithography is needed for laboratory fabrication of the variety of PIC, providing the excellent resist mask precision and smoothness for the subsequent waveguides dry plasma RIE etching. By testing the series of EBL resists as PMMA, cross-link PMMA, ma-N and HSQ, we found that negative tone are most convenient.

Переход к фотонике и микроволновой фотонике позволяет достичь значительных преимуществ в телекоммуникационных и радиотехнических системах. Специфика передачи оптического сигнала влечет за собой особенности в технологическом процессе их изготовления, в частности, в операциях литографии. Фотонные интегральные схемы (ФИС) отличаются следующие требования: а) непрерывность волноводных элементов по чипу, длина достигает от единиц мм до сотен мм (в линиях задержки); б) высокая латеральная гладкость элементов топологии на протяжении волноводных линий; в) наличие как удаленных волноводных элементов, так и близко расположенных, примыкающих или объединяющихся; г) высокое аспектное соотношение волноводов при глубине от сотен нм до $1\div 2$ мкм.

В НИЯУ МИФИ были изучены механизмы данных ограничений при формировании резистивной маски методом электронно-лучевой литографии ФИС и успешно реализован ряд подходов по удовлетворению всем перечисленным требованиям для технологических платформ $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ и InP.

Критический размер топологии (CD) для кремниевой фотоники составляет порядка 0,5 мкм, для InP – 1,5 мкм, однако, требования б) и особенно в) сильно ограничивают возможности контактной фотолитографии для формирования ФИС. Дискретность экспонирования электронным пучком влечет для п. а) точной синхронизации систем координат интерференционного стола и магнитной отклоняющей системы и стабильность последней во времени. Наложение границ полей литографии (WF) приводит к избыточной дозе экспонирования и появления утолщений, тогда как небольшой зазор или поворот WF приводят к разрывам волноводных линий или появлению «ступеней», что не приемлемо для ФИС.

Одним из решений является тщательная взаимная калибровка, другим – использование стратегии экспонирования с наложением полей со сдвигом и делением дозы, чтобы ошибка стыковки плавно распределялась на границе WF. Данная стратегия была успешно реализована путем подготовки топологий в специализированном софте BEAMER™. С его помощью также успешно корректируется поле дозы с учетом топологии задачи для устранения эффектов близости, что обеспечивает требование в). Для структур типа спектрального демультиплексора или микрокольцевого резонатора, связанного с линейным волноводом разброс доз-факторов может достигать 170 %.

Для формирования ФИС характерным является использование высокоаспектного плазмохимического травления по маске резиста на глубину от 300 нм до 2 мкм. В работе были опробованы PMMA, cross-link PMMA, ma-N и HSQ резисты различной тональности для создания масок высокоаспектного травления как диэлектриков $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, так и гетероструктур InGaAsP. В последнем случае установлено, что наиболее эффективной стратегией является использование составной маски с подслоем диэлектрика, тогда как металлическая маска создает латеральную шероховатость края волновода из-за зернистой структуры металла. Наиболее эффективной оказывается стратегия использования негативных резистов с толщиной не менее 300 нм.

Работа выполнена в рамках Государственного задания, проект № 0723-2020-0037.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК

**К.С. Гришаков, Ю.Д. Сибирмовский, И.С. Васильевский*

Национальный Исследовательский Ядерный Университет "МИФИ"
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31, e-mail: gks88@mail.ru

NUMERICAL CALCULATIONS OF THE OPTICAL ABSORPTION IN SUPERLATTICES

**K.S. Grishakov, Yu.D. Sibirmovsky, I.S. Vasil'evskii*

National Research Nuclear University "MEPhI" (Moscow Engineering Physics Institute)
Russia, 115409 Moscow, Kashirskoe shosse 31, e-mail: gks88@mail.ru

In this paper, we present numerical calculations of the optical absorption spectra of semiconductor superlattices based on InGaAlAs compounds, which are based on the solution of the time dependent Schrödinger equation taking into account the Coulomb interaction between electron and hole, as well as the presence of external electric field. Comparison of the calculation results with the known literature data and experiment is carried out. The dependences of the change in the refractive index on the magnitude of the electric field are calculated.

Полупроводниковый модулятор Маха-Цендера [1] с волноводом, состоящим из множества квантовых ям (MQW), который основан на фазовой модуляции, является важным кандидатом для высокоскоростной оптической связи и фотонных интегральных схем. К настоящему моменту уже созданы высокопроизводительные модуляторы, работающие на схеме Маха-Цендера, на основе InP [2, 3].

Для оптических модуляторов, основанных на фазовой модуляции, в квантовых ямах необходимо большое изменение показателя преломления под действием внешнего электрического поля, при этом, должны обеспечиваться небольшие потери на поглощение.

Известно, что обычная прямоугольная квантовая яма обладает большим отрицательным изменением показателя преломления под действием внешнего электрического поля, вызванным квантово-размерным эффектом Штарка. Однако, большое изменение показателя преломления под действием электрического поля достигается внутри полосы поглощения, где потери на поглощение слишком велики для волноводных устройств. При этом, вне края поглощения изменение показателя преломления под действием электрического поля быстро уменьшается с увеличением длины волны.

Одним из многообещающих решений этих проблем является использование асимметрично-связанной квантовой ямы [4–7]. За счет использования пятислойной ассиметрично-связанной структуры с квантовыми ямами удалось теоретически и экспериментально [8] на порядки повысить чувствительность изменения показателя преломления к изменению внешнего электрического поля. Несмотря на достигнутый успех, результаты работ [4–8] получены для гетероструктур, содержащих несколько квантовых ям. Представляет интерес обобщить данные результаты на случай сверхрешеток, содержащих множество квантовых ям.

В данной работе представлены численные расчеты спектров оптического поглощения полупроводниковых сверхрешеток на базе соединений InGaAlAs, основанные на решении нестационарного трехмерного уравнения Шредингера с учетом кулоновского взаимодействия электрона и дырки, а также наличия внешнего электрического поля. Компьютерное моделирование проводится методом конечных разностей на основе методики, развитой в работе [9]. Данная методика расчета спектров оптического поглощения является высокоэффективной, универсальной, простой в использовании и имеющей хороший потенциал для эффективного распараллеливания на многопроцессорные системы. Проведено сравнение результатов расчета с известными литературными данными и экспериментом. Рассчитаны зависимости изменения показателя преломления от величины электрического поля, выполнено сопоставление результатов расчетов с данными, полученными для гетероструктур с активной областью из нескольких квантовых ям. Даны рекомендации по выбору слоевой структуры сверхрешеток, обеспечивающей наилучшие показатели электрорефракции.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания, проект № 0723-2020-0037.

Литература

1. R.G. Walker, IEEE J. Quantum Electron., **27**, 654 (1991).
2. K. Tsuzuki et al., IEEE Photonics Technol. Lett., **17**, 46 (2005).
3. H. Yasaka et al., Proc. Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 08), 1 (2008).
4. N. Susa, IEEE J. Quantum Electron., **31**, 92 (1995).
5. C. Thirstrup, IEEE J. Quantum Electron., **31**, 988 (1995).
6. H. Feng et al., IEEE J. Quantum Electron., **34**, 1197 (1998).
7. J.P. Pang et al., Tech. Dig. 3rd Optoelectronics and Communications Conf. (OECC'98), 454 (1998).
8. T. Arakawa et al., Jpn. J. Appl. Phys., **50**, 032204 (2011).
9. S. Glutsch, D.S. Chemla and F. Bechstedt, Physical Review B, **54**(16), 11592–11601 (1996).

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

– А –

Аверьянов Д.В., 43, 61, 117
Аврамчук А.А., 139
Алексанян А.А., 45
Алёшин А.Н., 123, 125
Анохин Е.В., 41
Арапов Ю.Г., 55
Арзамасцева Д.М., 81
Афоненко А.А., 95, 99

– Б –

Баглов А.В., 109, 111, 113
Бакаров А.К., 11, 21
Баранова М.С., 9
Безотосный В.В., 133
Богданов Е.В., 23
Богданов С.А., 19, 21
Боголюбский А.С., 57
Борисенко Д.П., 87
Борисова М.К., 71
Будняев В.А., 33, 35
Бутаев М.Р., 65

– В –

Варфаламеева С.В., 47
Васильевский И.С., 25, 55, 79, 85,
89, 137, 139, 141
Василькова Е.И., 89
Васильченко А.А., 59
Веденеев А.А., 17
Великовский Л.Э., 15, 31
Виниченко А.Н., 25, 55, 79, 85, 89
Волков В.А., 93
Волков В.С., 135
Волков О.Ю., 95, 99

– Г –

Галиев Р.Р., 95, 99
Галицын Ю.Г., 53, 75
Гвоздовский Д.Ч., 9
Гимальдинова М.А., 67
Глинский И.А., 135
Головач А.А., 107
Гончаров Ю.Г., 97, 101
Горох Г.Г., 105
Гранько С.В., 127
Гришаков К.С., 67, 69, 141
Гудина С.В., 55, 57
Гуляев Д.В., 131
Гусев А.С., 47, 81, 83, 87

– Д –

Данилюк А.Л., 49
Дворецкий С.А., 57
Девицкий О.В., 29
Дмитриев Д.В., 13, 73, 131
Доброхотов П.Л., 51, 79
Долбик А.В., 129
Дроздов М.Н., 17
Дронина Е.А., 51, 107
Дюжиков И.Н., 95, 99

– Ж –

Журавлев К.С., 11, 13, 21, 53, 73,
75, 131

– З –

Заболотных А.А., 91, 93
Загороднев И.В., 91

Зайцев К.И., 97, 101
Захлебаева А.И., 105
Земляков В.Е., 75
Зенченко Н.В., 101, 123, 125

– И –

Иджи М.М., 105

– К –

Каратеев И.А., 43, 61, 117
Каргин Н.И., 25, 47, 67, 69, 71, 79,
83, 89, 137
Карпов С.Н., 19, 21
Карузский А.Л., 45
Катин К.П., 67, 69, 71
Катков А.В., 47
Катыба Г.М., 101
Клещенок М.С., 33
Клоков А.Ю., 121
Клочков А.Н., 79, 85, 89
Клюцкий А.Ю., 129
Ковальчук Н.Г., 51, 87, 107
Козловский В.И., 65
Колосовский Д.А., 73
Колосовский Е.А., 131
Комиссаров И.В., 51, 87, 107
Кондратьев О.А., 43
Кукуть Ю.М., 107
Курбанова Н.Е., 15, 31
Курдогло Е.Д., 37, 39
Курикалов В.В., 31
Кухарев А.В., 49
Кушнир В.Н., 103

– Л –

Лавриненко А.В., 135
Лаврухин Д.В., 97, 101

Лазарук С.К., 127, 129
Лапин В.Г., 21
Лебедев А.И., 63, 119
Леонтьев Н.А., 37, 39
Лешок А.А., 129
Лихачева И.Е., 37, 39
Лозовенко А.А., 105
Лукашин В.М., 21

– М –

Малин Т.В., 53, 75
Мансуров В.Г., 53, 75
Мартовицкий В.П., 65
Маслов М.М., 67, 69, 71
Меринов В.Б., 69
Милахин Д.С., 53, 75
Минин И.В., 135
Минин О.В., 135
Минина Н.Я., 23
Митягин Ю.А., 45
Михайлов Н.Н., 57
Михалик М.М., 51, 87, 107

– Н –

Назаров Н.А., 131
Неверов В.Н., 55, 57
Непомнящих Д.В., 15, 31
Никеров Д.В., 27
Никитенко В.Р., 27
Никулин Д.А., 29
Никульникова Е.В., 35
Новиков В.А., 33
Номоев С.А., 85, 139

– О –

Олещенко В.А., 133

– П –

Павлов А.Ю., 95, 99
Павловский В.В., 95, 99
Парфёнов О.Е., 43, 61, 117
Пашковский А.Б., 19, 21
Пащенко А.С., 29
Пересторонин А.В., 45
Пономарев Д.С., 95, 97, 99, 101, 135
Прищепа С.Л., 49, 103, 107
Протасов Д.Ю., 13
Пушкарев С.С., 95, 99

– Р –

Ревин Е.А., 37, 39
Римский Г.С., 51
Рогачёв И.А., 21
Родионов Д.А., 91
Рубан О.А., 123, 125
Рыжук Р.В., 67, 69, 71
Рындя С.М., 83

– С –

Савельев А.П., 55
Салем М.А., 115
Салказанов А.Т., 81
Сасинович Д.А., 127
Сафаралиев Г.К., 83
Сафонов Д.А., 25
Свиридов Д.Е., 65
Сибирмовский Ю.Д., 137, 141
Сигловая Н.В., 83
Скасырский Я.К., 65
Случинская И.А., 119
Смирнова М.О., 81, 83

Соколов И.С., 43, 61, 117
Спектор И.Е., 97
Сторчак В.Г., 43, 61, 117
Султанов А.О., 83
Суханов М.А., 11
Сысоев И.А., 29

– Т –

Талденков А.Н., 43, 61, 117
Тарелкин С.А., 81
Темирязева М.П., 17
Терёшкин Е.В., 21
Тийс С.А., 53
Тимофеев А.А., 83
Токмачёв А.М., 43, 61, 117
Торопов А.И., 13, 73
Торхов Н.А., 33, 35
Туруткин К.В., 57

– У –

Ушаков Д.В., 95, 99

– Ф –

Федосенко В.С., 105
Фролов Т.В., 101

– Х –

Хабибуллин Р.А., 95, 97, 99, 101
Хмельницкий Р.А., 121
Хорошко Л.С., 109, 111, 113

– Ч –

Черняев А.П., 45

– Ш –

Шарков А.И., 121

Шелушина Н.Г., 55, 57

– Щ –

Щаврук Н.В., 95

– Я –

Якубовский Д.И., 135

Якунин М.В., 55, 57

Янушкевич К.И., 51

Ячменев А.Э., 97

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

12-я Международная
научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ-электроники

19–20 мая 2021 года

СБОРНИК ТРУДОВ

Подписано в печать 28.04.2021. Формат 60×84 1/16.
Печ.л. 9,25. Тираж 100 экз. Заказ № 4.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Типография НИЯУ МИФИ.*

115409, Москва, Каширское ш., 31

