

АПНН 2023

**Школа молодых учёных
«Актуальные проблемы
полупроводниковых наносистем»**



ТЕЗИСЫ

29 – 30 ноября

www.isp.nsc.ru/appn_2023/

Новосибирск 2023

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

**Школа молодых ученых
«Актуальные проблемы полупроводниковых
наносистем»**

29 – 30 ноября, Новосибирск

**Новосибирск
2023**

УДК 53

АППН-2023: Тезисы докладов Школы молодых учёных «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем», Новосибирск, 29–30 ноября 2023г..
— Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН: Типография ООО «ДигитПро», 2023. — 60 с.

Школа проведена при поддержке Российского научного фонда,
грант № 19-72-30023.

© ФГБУН Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН, 2023

Подписано в печать 09.11.23. Формат В5
Усл. печ. 3,75л, тираж 45. Заказ №1054.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Латышев Александр Васильевич

Секретарь

Родякина Екатерина Евгеньевна

Члены организационного комитета

Федина Людмила Ивановна

Щеглов Дмитрий Владимирович

Рогило Дмитрий Игоревич

Адрес и контакты организационного комитета:

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

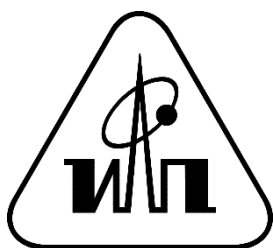
630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 13

appnschool@yandex.ru

Родякина Екатерина Евгеньевна

Тел. +7-(383)-330-90-82

ОРГАНИЗАТОР



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
www.isp.nsc.ru

ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Российский научный фонд
www.rscf.ru

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ	7
Фотоэффекты в полупроводниковых наноструктурах <i>Альперович В.Л.</i>	8
2D печатные технологии материалами на основе графена для устройств гибкой наноэлектроники..... <i>Антонова И.В.</i>	10
Природоподобные наноматериалы и наноструктуры: технологии изготовления, практические применения	12
<i>Селезнев В.А.</i>	
Спиновая поляризация в немагнитных полупроводниковых наноструктурах... <i>Шамирзаев Т.С.</i>	13
Фотонно-кристаллические структуры со встроенными в них упорядоченными GeSi квантовыми точками	14
<i>Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Мудрый А.В., Степихова М.В., Родякина Е.Е., Новиков А.В., Двуреченский А.В.</i>	
Инфракрасная термография как макрометод исследования твердотельных наносистем	16
<i>Вайнер Б.Г.</i>	
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	18
Магнитные свойства кремния, легированного редкоземельными элементами.. <i>Далиев Х.С., Бахронкулов З.Э.</i>	19
Сенсоры из композитных слоёв на основе графена и проводящего полимера PEDOT:PSS	21
<i>Бузмакова А.А., Антонова И.В., Иванов А.И.</i>	
Исследование эпитаксиального роста Si на Si(001) по особенностям картин дифракции ДБОЭ.....	23
<i>Дирко В.В., Гнеушев А.В., Соколов А.С.</i>	
Измерения длины электрон-электронного рассеяния в подвешенных микроструктурах методом магнитной фокусировки.....	24
<i>Егоров Д.А., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Сарыпов Д.И., Бакаров А.К.</i>	

Рост SnSe ₂ , инициированный кристаллизацией тонкого аморфного слоя на поверхностях Bi ₂ Se ₃ (0001) и Si(111)	26
<i>Захожев К.Е., Пономарев С.А., Роголо Д.И., Гутаковский А.К., Кох К.А., Курусь Н.Н., Щеглов Д.В., Милехин А.Г., Латышев А.В.</i>	
Многоуровневые резистивные переключатели на основе диоксида ванадия с фазовым переходом полупроводник-металл.....	28
<i>Капогузов К.Е., Тумашев В.С., Яковкина Л.В., Кичай В.Н., Мутилин С.В.</i>	
Исследование кинетики реакции диспропорционирования тонких пленок GeO оптическими методами	30
<i>Кислухин Н.А., Астанкова К.Н., Азаров И.А., Чжан Ф., Володин В.А.</i>	
Динамика длины димерного ряда сверхструктуры 2xN в процессе эпитаксиального роста Ge/Si(100) в широком температурном диапазоне	32
<i>Кукенов О.И., Дюков И. Ю.</i>	
Перколяционная теория классического неидеального двумерного электронного газа в сильных магнитных полях.....	33
<i>Махмудиан М.М., Энтин М.В.</i>	
Капельная эпитаксия квантовых точек GaN на поверхности Ван-дер-Ваальсовой структуры g-SiN.....	34
<i>Майдэбура Я.Е., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Смирнов А.Н., Журавлев К.С., Пех Б.</i>	
Создание массивов иерархических наноструктур VO ₂ с помощью сканирующей зондовой литографии	36
<i>Манищуров Н.Д., Комонов А.И., Волошин Б.В., Селезнев В.А., Мутилин С.В.</i>	
Монте-Карло моделирование движения капель Au-Si по поверхности кремния с ориентацией (011).....	38
<i>Манищурова С.В., Шварц Н.Л.</i>	
Влияние морфологии поверхности GaAs(111)A на скорость движения капель галлия при лэнгмюровском испарении (Монте-Карло моделирование).....	40
<i>Меркулин К.В., Спирина А.А., Шварц Н.Л.</i>	
Резистивные переключения в микроструктурах на основе диоксида ванадия с фазовым переходом полупроводник-металл.....	42
<i>Милюшин Д.М., Капогузов К.Е., Яковкина Л.В., Кичай В.Н., Мутилин С.В.</i>	
Исследование электромагнитного отклика динамически перестраиваемых гибридных метаматериалов на основе диоксида ванадия	44
<i>Мионов Н.А., Гайдук А. Е.</i>	

Состав и структура тонких пленок аморфного нестехиометрического оксида кремния.....	46
<i>Непомнящих В.А., Замчий А.О., Старинская Е.М., Володин В.А., Баранов Е.А.</i>	
Влияние высокотемпературного резистивного нагрева на проводимость подложек SiC	48
<i>Никифоров Д.Ф., Дураков Д.Е., Петров А.С.</i>	
Влияние отжига на параметры Pt/InAlAs барьеров Шоттки	50
<i>Парамонова М.А., Гензе И.Ю., Аксёнов М.С., Дмитриев Д.В.</i>	
Высокотемпературная адсорбция индия на поверхность $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ в колонне <i>in situ</i> отражательного электронного микроскопа	52
<i>Пономарев С.А., Рогило Д.И., Насимов Д.А., Кох К.А., Щеглов Д.В., Латышев А.В.</i>	
Молекулярно-динамическое моделирование CVD синтеза графена при различных температурах	54
<i>Рябов В.О.</i>	
Датчик магнитного поля на основе InSb.....	56
<i>Суханов М.А., Бакаров А.К., Протасов Д.Ю., Лошкарев И.Д., Журавлев К.С.</i>	
Измерение фотоэдс на поверхности <i>p</i> -GaAs(Cs) методами фотоотражения и фотоэмиссии.....	58
<i>Хорошилов В.С., Альперович В.Л.</i>	
Авторский указатель	60

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ

Фотоэффекты в полупроводниковых наноструктурах

Альперович В.Л.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Известно, что закон сохранения энергии играет главную роль в оптических и фотоэмиссионных явлениях в твердых телах. Роль закона сохранения импульса в ряде случаев менее очевидна, но также важна и заслуживает обсуждения. В данной лекции показано, как соображения о сохранении импульса в оптических переходах позволяют понять на качественном уровне характер спектральных зависимостей внутреннего и внешнего фотоэффектов в полупроводниках. Рассмотрено три примера: фотон-стимулированный транспорт электронов в квантовом точечном контакте, фотоионизация примесных центров и фотоэмиссия из кристалла в вакуум.

Эффект гигантского фотоотклика квантового точечного контакта (КТК) с плавным потенциалом в туннельном режиме обнаружен в [1,2] при облучении терагерцовым излучением с энергией кванта $\hbar\omega_0$, близкой к разности между вершиной потенциального барьера и энергией Ферми. Эффект был объяснен надбарьерным фотон-стимулированным транспортом (ФСТ) электронов, обусловленным поглощением фотонов. Однако обнаруженное в [1] исчезновение фотоотклика для большей энергии квантов $\hbar\omega_1 > \hbar\omega_0$ не получило ясного качественного объяснения. Такое объяснение можно дать, используя квазиклассические соображения о сохранении импульса при ФСТ [3]. Диаграмма энергия-квазиимпульс, с законами дисперсии электронов вблизи точки остановки и вблизи вершины барьера, показывает, что оптический переход под действием фотонов с "резонансной" энергией $\hbar\omega_0$ является вертикальным и не требует дополнительного рассеяния по импульсу, поэтому вероятность такого перехода велика. Напротив, при $\hbar\omega_1 > \hbar\omega_0$, переход в состояние с большой кинетической энергией электрона над вершиной барьера требует одновременного рассеяния по импульсу, поэтому вероятность такого перехода мала в силу малости вероятности приобретения большого импульса при прохождении плавного барьера. В результате, вероятность ФСТ достигает максимума при $\hbar\omega = \hbar\omega_0$ и уменьшается при дальнейшем увеличении $\hbar\omega$. Проведенный в [3] расчёт спектра ФСТ по теории возмущений качественно согласуется с предложенным объяснением, однако накладывает на него количественные ограничения.

Соображения о сохранении импульса при оптических переходах имеют общий характер и могут быть использованы для качественной интерпретации спектров фотоионизации других физических объектов и, в частности, атома водорода. Известно, что сечение фотоионизации атома водорода падает с ростом энергии фотонов [4]. На это падение полезно посмотреть с точки зрения закона

сохранения импульса при оптическом переходе из связанного состояния в непрерывный спектр. Действительно, в связанном состоянии у электрона нет определенного импульса, но есть распределение по импульсам, ширина которого порядка постоянной Планка, поделённой на боровский радиус. Можно сказать, что фотон "выхватывает" электрон из этого распределения и переводит в непрерывный спектр. Вероятность найти электрон с определенным импульсом в связанном состоянии падает при увеличении импульса. Как следствие, с ростом энергии фотонов сечение фотоионизации уменьшается. Аналогичные соображения справедливы для объяснения спектра фотоионизации мелких водородоподобных примесных центров в полупроводниках.

Третий пример касается фотоэмиссии электронов из металлов и полупроводников. Показано, что скачок массы электронов на границе кристалл-вакуум, при условии сохранения тангенциальной компоненты квазиимпульса, приводит к нетривиальным угловым и энергетическим распределениям электронов, эмитированных из полупроводников с положительным и отрицательным электронным сродством, а учёт блоховской природы волновых функций электронов в кристалле позволяет объяснить, на качественном уровне, большую величину коэффициента отражения фотоэлектронов от поверхности и, соответственно, малую величину вероятности выхода в вакуум по сравнению с рассчитанной в приближении эффективных масс [5,6].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

[1] Otteneder M. et al., *Phys. Rev. Applied.*, **10**, 014015 (2018).

[2] Ткаченко О.А. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **108**, 396 (2018).

[3] Казанцев Д.М. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 116 (2022).

[4] Астапенко В.А., *Взаимодействие излучения с атомами и наночастицами*, Издательский дом "Интеллект", Долгопрудный (2010), 496 с.

[5] Alperovich V.L. et al., *Appl. Surf. Sci.*, **561**, 149987 (2021).

[6] Казанцев Д.М. и др., *ФТТ*, **65**, 1271 (2023).

2D печатные технологии материалами на основе графена для устройств гибкой наноэлектроники

Антонова И.В.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск,
пр. Карла Маркса, 20

Современные монослойные (тонкопленочные) наноматериалы, со свойствами, обусловленными предельно малой толщиной и влиянием подложек и соседних монослоев, обеспечивают базу для создания нового поколения быстродействующих приборов и гибких устройств на основе новых технологий и конструкций, а также новых физических принципов их функционирования. Анализ данных по использованию разных 2D материалов в публикациях журнала *Materials* за 2022 г показал, что графен, его соединения и композиты на его основе занимают более трети тематик публикаций. 2D печатные технологии являются одним из самых популярных подходов для создания различных устройств (Рис.1), в частности, гибкой наноэлектроники.

В последнее время большое внимание уделяется сопряжению двух или более наноматериалов в одном композите с целью достижения повышенной функциональности и разработке устройств следующего поколения с улучшенными характеристиками. Так, нами был разработан новый композитный материал в виде суспензии, включающей в себя наночастицы графена, нитрида бора (добавка нитрида бора позволяет управлять структурой слоев, в частности пористостью), проводящий полимер PEDOT:PSS (обеспечивает гибкость и проводимость структур), этиленгликоль (обеспечивает требуемую вязкость суспензии для 2D печати, а также увеличивает проводимость за счет дополнительного легирования PEDOT:PSS). В результате показана возможность, варьируя состав композита менять его структуру, проводимость и гибкость материала. Данный композит был использован для создания сенсоров влажности, химических сенсоров, неинвазивных сенсоров глюкозы, сенсоров давления и др. с ультравысоким откликом [1]. Сенсоры создавались 2D печатью, что позволяло получать нанослой толщиной единицы нанометров (Рис.2). В результате сенсоры демонстрировали ультравысокую чувствительность.

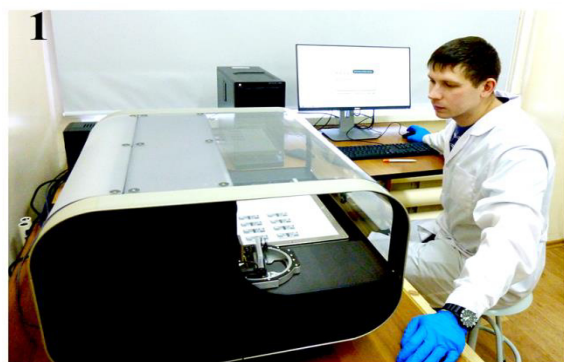


Рис.1. Специализированный принтер для струйной печати электронными чернилами FUJIFILM Gimatix DMP-2831 с разрешением 25 мкм.

Другое направления работ с использованием 2D печатных технологий – создание кросс-бар структур мемристоров. В настоящее время, мемристоры рассматриваются в качестве аналогов биологических синапсов, воспроизводящих свойство пластичности биологических прообразов (изменяемой эффективности передачи сигнала между нейронами) и выполняющих одновременно функции хранения и обработки

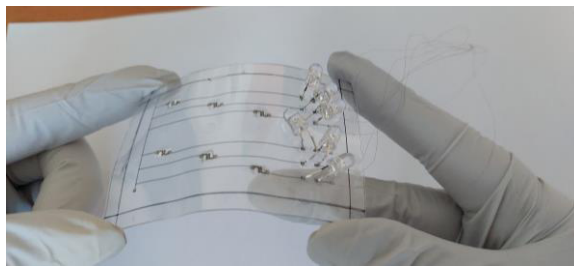


Рис.2. Схема, демонстрирующая работу напечатанных на бумаге сенсоров влажности - давления для гибкой клавиатуры.

информации. На основе композитного материала, состоящего из наночастиц V_2O_5 , капсулированных фторированным графеном, мы формировали мемристоры с биполярными переключениями и рекордно большой величиной отношения проводимости в открытом и закрытом состоянии (10^6 - 10^9). Другой вариант мемристоров получен с использованием слоя из частично фторированного графена (степень фторирования ~ 0.25 - 0.30) нанесенного на слой поливинилового спирта. В последнем случае отношение токов ON/OFF составляло 10^5 - 10^6 . Время переключения обоих типов мемристоров составляло около 30 нс, а напряжение переключения ~ 2.0 - 2.5 В [2]. С точки зрения использования для гибкой электроники важно, что оба типа мемристоров демонстрируют работу при деформации растяжения величиной 2-8%, когда наблюдалось не выход мемристоров из строя, а только уменьшение отношения ON/OFF с полным восстановлением параметров после снятия деформаций. Отдельные наночастицы, состоящие из V_2O_5 размером ~ 5 - 7 нм, капсулированных фторированным графеном также демонстрируют эффект резистивных переключений до 3-5-ти порядков. Количество измеренных переключений составляло $\sim 10^4$, и было ограничено функциональными возможностями измерительного зонда, а не деградацией наночастиц. Реализация мемристоров из отдельных наночастиц дает основу для разработки сверхкомпактных, стабильных и высокопроизводительных нейронных чипов нового поколения [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 22-19-00191).

[1] Poteryaev D.A. et al., EDM proceeding (2023).

[2] Ivanov A.I. et al., Phys. Chem. Chem. Phys. 23, 20434 (2021).

[3] Ivanov A.I. et al., Flexible and Printed Electr. 7, 035019 (2022).

Природоподобные наноматериалы и наноструктуры: технологии изготовления, практические применения

Селезнев В.А.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Природа имеет широчайший спектр разнообразных инженерных решений различной сложности и масштабов, которые человечество в той или иной степени использует на протяжении всей своей истории. Новый этап развития данной области – переход к наноструктурам и наноматериалам. Созданные живой природой принципы, наноструктуры и наноустройства настолько многообразны, что являются неисчерпаемыми источниками идей для создания человеком новых искусственных наноматериалов, наноструктур и наноприборов. Например, яркие радужные цвета крыльев некоторых бабочек, в ряде случаев обусловлены микро- и наноструктурами на их поверхности (структурный цвет). Подобные искусственные наноструктуры уже применяют для разработки приборов нанофотоники. Конечно, простое копирование созданных живой природой наноструктур не может позволить превзойти ее, однако человек имеет больше возможностей для их реализации из различных материалов: металлов, полупроводников, диэлектриков, полимеров и их комбинаций, которые не встречаются в живой природе. Благодаря этому удастся создать новые устройства и приборы, которые по ряду характеристик превосходят природные аналоги.

В данной работе особое внимание уделено методам и технологиям создания природоподобных наноструктур и наноматериалов, их свойствам, а также практическим применениям. Рассмотрены современные методы штамповой нанолиитографии, и трехмерной нанопечати, которые применяются для создания природоподобных наноструктур и наноматериалов.

Изложены физические принципы и механизмы работы наноматериалов, обладающих структурным цветом и с перестраиваемыми оптическими свойствами - аналоги кожи хамелеона, антиотражающих поверхностей, сверхгидрофобных и бактерицидных поверхностей, геккон-адгезивов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

Спиновая поляризация в немагнитных полупроводниковых наноструктурах

Шамирзаев Т.С.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Развитие эпитаксиальных технологий роста привело к созданию низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур: квантовых ям, сверхрешеток и квантовых точек - объектов с новыми, не существующими в природе, электронными и оптическими свойствами, использование которых не только открыло широкие возможности для создания многочисленных полупроводниковых приборов, но и позволило проводить исследования физических явлений фундаментального характера.

В докладе будет представлен обзор современного состояния дел в области изучения спиновой динамики электронной подсистемы в немагнитных непрямозонных полупроводниковых наноструктурах. В условиях подавления обменного и спин-орбитального взаимодействия для электронов, локализованных в боковых долинах зоны проводимости, существенное влияние на их спиновую динамику начинает оказывать сверхтонкое взаимодействие электронного спина с флуктуациями ядерных спинов. Мы демонстрируем, что это взаимодействие в слабом продольном магнитном поле при не резонансом, не поляризованном оптическом возбуждении, которое напрямую не поляризует ни ядра, ни электроны, приводит к появлению динамической спиновой поляризации фотовозбужденных электронов в непрямозонных квантовых точках [1]. Другим интересным эффектом, обусловленным сверхтонким взаимодействием является спиновая блокада квантовых точек при их квазирезонансном возбуждении циркулярно-поляризованным светом в продольном магнитном поле, заметно превышающем эффективное поле, вызванное флуктуациями ядерных спинов [2].

Работа поддержана РФФ (проект №22-12-00022).

[1] Smirnov D.S. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 156801 (2020).

[2] Shamirzaev T.S. et al., *Nanomaterials*, **12**, 729 (2023).

Фотонно-кристаллические структуры со встроенными в них упорядоченными GeSi квантовыми точками

**Смагина Ж.В.¹, Зиновьев В.А.¹, Зиновьева А.Ф.¹,
Мудрый А.В.⁴, Степихова М.В.³, Родякина Е.Е.^{1,2}, Новиков А.В.³,
Двуреченский А.В.^{1,2}**

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский р, д. Афонино, ул. Академическая, 7

⁴ГНПО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072, Минск, ул. Петруся Бровки

В кремниевой оптоэлектронике и нанофотонике одним из перспективных направлений считается создание гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками (КТ), обладающими высокоэффективной люминесценцией в ближней инфракрасной области спектра $\sim 1.3 - 1.6$ мкм [1]. Однако существенным недостатком данного типа светоизлучающих структур является низкая квантовая эффективность. Для увеличения эффективности излучения Ge/Si структур с квантовыми точками используются разные технологии, целью которых является достижение однородности по размерам, форме, составу и пространственному упорядочению КТ. Одним из методов создания упорядоченных по размеру и в плоскости роста КТ является наноструктурирование поверхности кремния с использованием литографических методов и ионного облучения [2]. Другим способом, проводящим к увеличению эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge/Si структурах, является встраивание КТ в резонаторы [3] и фотонные кристаллы (ФК) [4]. В данной работе рассматриваются следующие возможные способы повышения эффективности источников света на основе КТ: введение центров излучательной рекомбинации с помощью ионного облучения GeSi структур, упорядочение взаимного расположения КТ и их встраивание в фотонные кристаллы (ФК) и оптические микрорезонаторы.

Экспериментальные и расчетные данные показали, что в GeSi структурах, облученных ионами Ge⁺ с энергией < 100 кэВ, зарождение и рост наноостровков (КТ) Ge в процессе гетероэпитаксии зависят от наличия/отсутствия радиационных дефектов в областях, подвергнутых ионному облучению. Ионное облучение приводит к увеличению плотности наноостровков, уменьшению их размера и разброса по размерам, по сравнению со структурами, выращенными в процессе эпитаксии без ионного облучения. Также обнаружен эффект усиления (в 3-4 раза) сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в спектральном диапазоне от 0.75 до 0.95 эВ от структур с КТ, созданных с применением ионного облучения, по сравнению с сигналом ФЛ от структур с КТ, созданными без ионного облучения [2].

Для обеспечения многократного усиления интенсивности люминесценции Ge/Si структур с КТ в ближнем ИК диапазоне применялись различные подходы

по встраиванию КТ в фотонные кристаллы и микрорезонаторы. В работе использовали два подхода по встраиванию КТ в ФК. Один из них включает в себя формирование методом молекулярно-лучевой эпитаксии на структурированной поверхности подложки кремний-на-изоляторе (КНИ) упорядоченного массива GeSi КТ и последующего совмещения массива КТ с двумерным фотонным кристаллом, путем вытравливания в созданной структуре периодической решётки субволновых отверстий. Параметры ФК выбирались таким образом, чтобы обеспечить усиление ФЛ в спектральном диапазоне излучения КТ. В таких структурах обнаружено усиление в 30 раз интенсивности ФЛ по сравнению со структурами с GeSi КТ без ФК.

Второй подход к созданию структур, содержащих GeSi КТ, встроенные в ФК, имеет свои преимущества. В этом подходе сокращается количество технологических операций, связанных с позиционированием КТ относительно ФК. Идея подхода состоит в использовании одного и того же массива глубоких ямок в КНИ подложке как для роста пространственно упорядоченных КТ, так и для формирования фотонного кристалла. В этих структурах наблюдается существенное усиление интенсивности сигнала ФЛ с характерными для ФК узкими пиками излучения, обусловленными взаимодействием КТ с модами ФК.

Встраивание GeSi КТ в дисковые резонаторы также приводит к увеличению интенсивности ФЛ в три раза. В спектрах ФЛ наблюдаются хорошо выраженные узкие пики, которые связаны с высокодобротными излучательными модами дисковых резонаторов. Формирование резонаторов осуществлялось с помощью электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Первоначально на поверхности эпитаксиальной структуры с GeSi КТ, создается маска из хромовых дисков. Далее через маску проводится плазмохимическое травление структуры до захороненного слоя SiO₂. Таким образом, были получены массивы резонаторов в виде кремниевых нанодисков.

Работа финансировалась в рамках государственного задания №0242-2022-0011 (ИФП СО РАН) в части создания структур с КТ, встроенными в фотонные кристаллы и резонаторы, и государственного задания № 0030-2021-0019 (ИФМ РАН) в части люминесцентных исследований.

[1] Yakimov A.I. et al., *J. Appl. Phys.*, **122**, 133101 (2017).

[2] Smagina Zh.V. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 153106 (2014).

[3] Stepikhova M.V. et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **34**, 024003 (2019).

[4] Смагина Ж.В. и др., *ФТП.*, **52** (9), 1028-1033 (2018).

Инфракрасная термография как макрометод исследования твердотельных наносистем

Вайнер Б.Г.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Метод инфракрасной (ИК) термографии, который традиционно называют тепловидением, стал в последнее время довольно привычной измерительной технологией. Уникальность термографии состоит в том, что она единственная позволяет с высоким пространственным разрешением (десятки, сотни тысяч и даже миллионы точек в поле обзора) за доли секунды выявить и количественно представить распределение температуры на поверхности физического тела, причем без механического контакта с последним.

Классическим примером использования тепловидения в биомедицинской диагностике является обнаружение локальных зон повышенной или пониженной температуры на коже млекопитающих для выявления очагов воспаления и тканей с ослабленным кровотоком, соответственно. Поскольку тепловизоры (в отличие от приборов ночного видения) – устройства, исключительно, пассивные, не оказывающие никакого воздействия на измеряемый объект (ничем себя не обнаруживающие), их с высокой эффективностью используют в военных задачах для распознавания людей и техники в ночных условиях. Метод широко применяют в строительной индустрии для поиска швов, по которым происходит утечка тепла из здания.

Встаёт вопрос: а возможно ли применить ИК термографию для изучения микро- и нано-объектов, размеры которых кардинально отличаются от габаритов тела человека, здания или танка? В недавно опубликованном обзоре автора настоящего доклада [1] показано, что это очень даже возможно. Идея использования классического "макрометода" – тепловидения – для изучения свойств объектов, состоящих всего лишь из нескольких сотен или тысяч атомов, заключена в том, что манифестация ряда физико-химических процессов, протекающих с их участием, осуществляется в форме выделения или поглощения теплоты и, соответственно, проявляется в виде температурных изменений. Важно при этом отметить, что на *макрообъектах* аналогичного химического состава тепловой эффект может отсутствовать! Соответственно, обнаружить и исследовать вышеупомянутые процессы удаётся лишь на структурах, линейные размеры которых лежат в нанометровом диапазоне.

Ярким примером сказанного является каталитическая реакция окисления СО (угарный газ) на наночастицах золота. В работе [2] впервые было продемонстрировано, что частицы Au, осаждённые на разнообразных оксидах, имеющие диаметр около 10-20 нм, в присутствии кислорода служат мощным катализатором для превращения СО в СО₂: $2\text{CO} + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{CO}_2$. При этом такие

же частицы диаметром, превышающим 50 нм, каталитической способностью практически не обладают, и окисление СО в их присутствии практически не происходит. Физико-химический механизм этого необычного явления до сих пор однозначно не установлен, хоть к настоящему времени и предложено множество моделей для его объяснения. Поскольку мерилom всему служит эксперимент, нетрудно понять, что поиск новых инструментальных технологий, позволяющих всесторонне исследовать подобные интригующие свойства природы, представляется крайне актуальным. В силу того, что обсуждаемый каталитический процесс является экзотермическим, возникла идея применить метод ИК термографии для изучения его особенностей. Некоторые результаты этой работы нами представлены в [1, 3, 4].

Тепловизионным методом нами также исследовались и другие твердотельные структуры с различными состояниями нанесенных благородных металлов, в том числе, содержащие активные нанообъекты. Была установлена связь физико-химических и структурных характеристик образцов с тепловыми эффектами, регистрируемыми тепловизионной камерой. В итоге показано, что современная ИК термография способна не только предоставить многообещающие новые научные результаты [1, 5–8], но и после соответствующей калибровки она в силах заменить собой некоторые классические методы характеристики образцов, применяемые в химии.

[1] Vainer B.G., *ChemPlusChem*, **85**,1438-1454 (2020).

[2] Haruta M. et al., *J. Catal.*, **144**, 175 (1993).

[3] Вайнер Б.Г. и др. / XXXVI Всероссийский симпозиум молодых ученых по химической кинетике: сборник трудов. (г. Москва, 18-21 марта 2019 г.) / Под ред. Мельникова М.Я., Верной О.И. / Москва: МГУ имени М.В. Ломоносова. Химический факультет, 2019. С. 96.

[4] Вайнер Б.Г. и др./ Приоритетные направления развития науки и технологий: доклады XXVIII международной науч.-практ. конф.; под общ. ред. В.М. Панарина. – Тула: Инновационные технологии, 2020. С. 119-121.

[5] Вайнер Б.Г. и др. / XXXVI Всероссийский симпозиум молодых ученых по химической кинетике: сборник трудов. (г. Москва, 18-21 марта 2019 г.) / Под ред. Мельникова М.Я., Верной О.И. / Москва: МГУ имени М.В. Ломоносова. Химический факультет, 2019. С. 160.

[6] Вайнер Б.Г. и др./ XIV Российская конференция по физике полупроводников. 9-13 сентября 2019 г., г. Новосибирск. Ч. II. – М. Изд-во Перо, 2019. С. 372.

[7] Вайнер Б.Г. и др. / Приоритетные направления развития науки и технологий: доклады XXVIII международной науч.-практ. конф.; под общ. ред. В.М. Панарина. – Тула: Инновационные технологии, 2020. С. 117-119.

[8] Vainer B.G. et al., *Thermochimica Acta*, **706**, 179066 (2021).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Магнитные свойства кремния, легированного редкоземельными элементами

Далиев Х.С.¹, Бахронкулов З.Э.²

¹ Федеральный государственный бюджетный национальный исследовательский университет «МЭИ» в городе Ташкенте

² НИИ физики полупроводников и микроэлектроники при НУУз, Ташкент, Узбекистан

Известно, что в последние годы для модификации свойств полупроводниковых материалов, и контролируемого управления их параметров используют легирование так называемыми нетрадиционными примесями – примесями редкоземельных элементов. Возрастающая роль современной электроники в научно-техническом развитии приводит к повышению требований к надежности полупроводниковых приборов. Одним из основных путей решения этой проблемы является совершенствование методов получения полупроводниковых материалов со специальными свойствами.

Целью данной работы являлось изучение морфологии поверхности кремния, легированного лютецием. Легирование кремния примесью лютеция проводилось диффузионным методом. В качестве исходных образцов были использованы монокристаллы кремния n-типа ($\rho=0,3\div 150 \text{ Ом}\times\text{см}$) и p-типа ($\rho=0,3\div 20 \text{ Ом}\times\text{см}$), выращенные методом Чохральского.

Перед диффузией монокристаллы кремния подвергались механической и химической обработке. С помощью установки ВУП-4 атомы лютеция распылялись на поверхность образцов кремния. Диффузию проводили в печи СУОЛ при температуре 1250°C в течение 30 часов. После диффузии образцы быстро охлаждали.

Известно, что примеси, введенные диффузионным путем образуют глубокие уровни в запрещенной зоне кремния и оказывают существенное влияние на электрофизические параметры кремния.

Различные неконтролируемые ростовые примеси, находящиеся в решетке кремния, не проявляют электрической активности, однако их наличие существенно влияет на свойства полупроводниковых материалов. Омический контакт получали через смесь

1% Sb + 99% Au для измерения образцов на приборе HMS500. Электрические

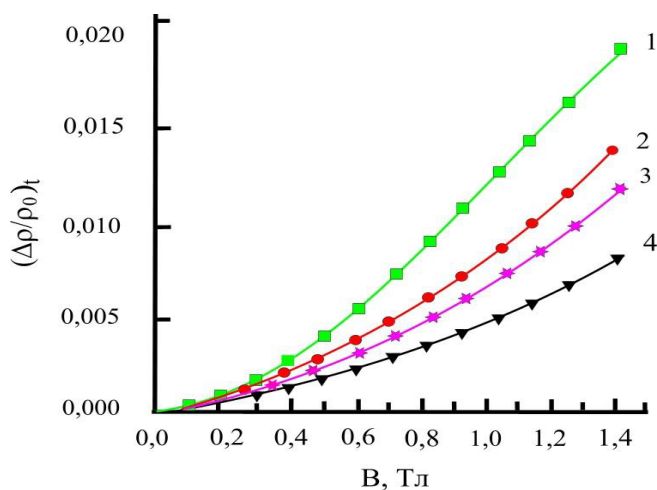


Рис. 1. Контрольный n-Si (1) n-Si <Gd> при комнатной температуре (2) n-Si <Er> (3) и n-Si <Lu> (4) магнитополевая зависимость образцов гибкой клавиатуры.

параметры образцов определялись с использованием эффекта Холла. N пропорционально магнитному полю: $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \sim b_r (\mu_H B)^{\nu}$. Здесь ρ_0 – удельное сопротивление, b_r – магнитосопротивление, μ_H – постоянная магнитного поля, B – индукция магнитного поля. Во всех исследованиях критерий магнитного поля выполняется с классической точки зрения, $\mu_H B \ll 1$ а значение коэффициента магнитного сопротивления близко к пределам, $b_r = 0,2 \dots 0,4$. Увеличение этих значений приводит к нарушению полученного контакта. При измерении магнитного сопротивления поверхность наших образцов была прямоугольной и контактной. Удельное и магнитосопротивление образцов измеряли на приборе HMS500 при комнатной температуре $T=300$ К и сравнивали полученные значения между собой.

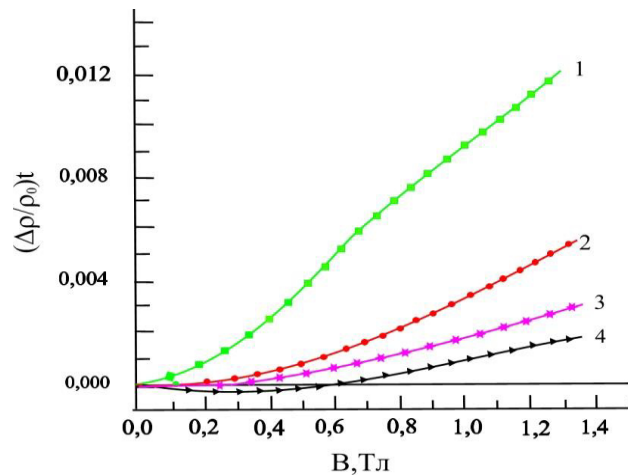


Рис 2. При температуре 77 К контролируют n -Si (1) n -Si <Gd> (2) n -Si <Er> (3) и n -Si <Lu> (4) магнитополевая зависимость образцов.

Согласно рисунку 1 исследований установлено, что монокристаллический кремний, легированный редкоземельными элементами, не меняет общий вид магнитополевой зависимости магнитного сопротивления при $T=300$ К. Однако из-за неравномерного распределения атомов лютеция в монокристалле кремния коэффициент магнитного сопротивления образца оказался больше теоретического значения. Из рис. 2 видно, что в слабом магнитном поле ($B < 0,5$ Тл) магнитное сопротивление образцов кремния, легированного редкоземельными элементами, имеет отрицательное значение при температуре жидкого азота и достигает максимального значения в поле $B \approx 0,25$ Тл. $B > 0,3$ изменилось на положительное значение в Т полях. Это указывает на то, что константа Холла в кремнии, легированном редкоземельными элементами, практически положительна. Магнитное сопротивление образцов кремния, легированного редкоземельными элементами при 77 К, видно по характеру зависимости магнитного сопротивления от магнитного поля (рис. 2). Это сопротивление представляет собой алгебраическую сумму измеренных значений положительных и отрицательных компонентов: $\Delta\rho_{\Sigma} = \Delta\rho_{-} + \Delta\rho_{+}$.

Результаты исследований, проведенных при температурах 300 и 77 К, показывают, что монокристаллы кремния с редкоземельными элементами не меняют своих общих свойств при обеих температурах. По полученным результатам установлено, что образец Si<Lu> более устойчив к магнетизму, чем образцы Si<Er> и Si<Gd>.

Сенсоры из композитных слоёв на основе графена и проводящего полимера PEDOT:PSS

Бузмакова А.А.^{1,2}, Антонова И.В.^{1,2}, Иванов А.И.²

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

В последние десятилетия научный и практический интерес переходит от 3D материалов и твердотельной электроники к 2D материалам и гибкой электронике. Это связано с тем, что 2D материалы, такие как графен (G), могут иметь большой потенциал для создания новых устройств, которые могут быть использованы в различных областях, таких как медицина, энергетика и гибкая электроника. Более того, гибкие устройства могут быть получены из дешевых материалов, что может снизить стоимость производства и расширить доступность для аудитории.

В данной работе были найдены условия для формирования хорошо проводящих (10 Ом/□) композитных слоев на основе графена, проводящего полимера PEDOT:PSS и EG, что позволило создавать тонкие сенсорные структуры, а также произведён анализ их электрических и морфологических свойств. Резкое снижение поверхностного сопротивления композитных слоёв можно получить при таких низких концентрациях PEDOT:PSS, как 5×10^{-4} массовых %. Значительное повышение проводимости композитного слоя позволило работать с ультратонкими слоями.

Показан отклик сенсора (до $10^5 - 10^6$ раз) на различные химические вещества водных растворов (вода, глюкоза, перекись водорода и ацетон). Отклик сенсора связан с чувствительностью к воде, но и другие химические вещества на этом фоне видны.

Также, показана возможность создания многоразового носимого сенсора глюкозы на основе композитных слоёв графен–PEDOT:PSS–EG с увеличением тока на 5 – 6 порядков после закрепления на коже и носки его в течение 0.5 – 1 ч (Рис. 1).

Чувствительность сенсоров обусловлена взаимодействием графена с глюкозой, в результате которого происходит окисление молекул глюкозы, появление

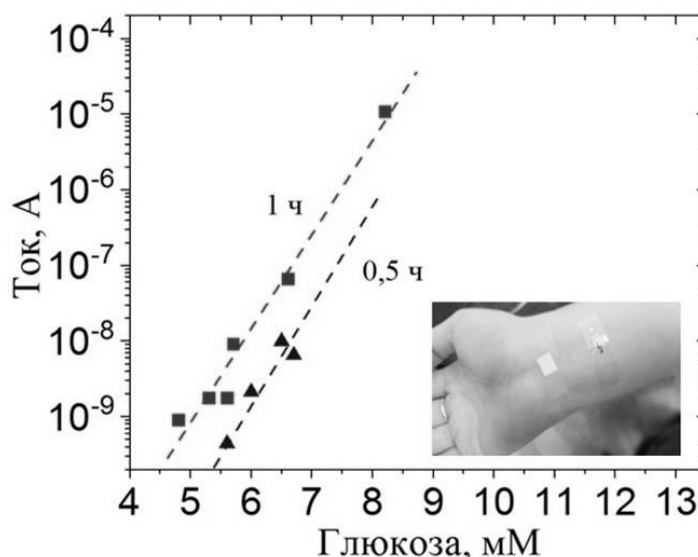


Рис.1. Зависимость тока от содержания глюкозы в крови для 2х печатных слоёв.

дополнительных электронов, возникновении проводимости по ловушкам, и, как следствие, увеличение тока.

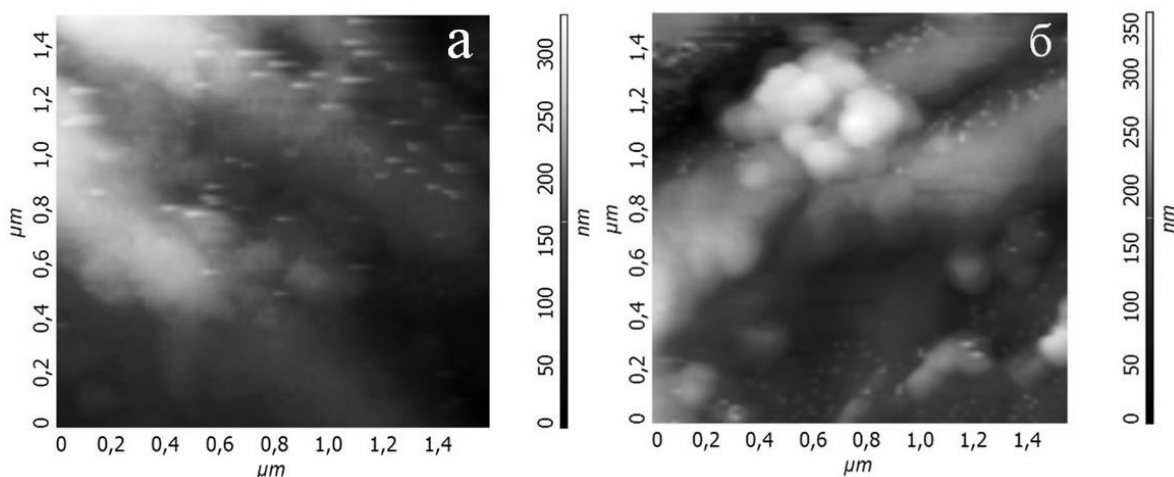


Рис.2. Изображение поверхности сенсора для 2х (а) и 6 (б) напечатанных слоёв с использованием бумаги в качестве подложки на атомно – силовом микроскопе.

Исследование отклика сенсоров при различных толщинах показало, что сильная зависимость проявляется при более тонких печатных слоях (2 – 3 слоя). Это связано с тем, что в тонких слоях графеновые частицы располагаются как горизонтально, так и вертикально и их края выступают в качестве мест для закрепления и окисления глюкозы. При увеличении количества напечатанных слоёв происходит образование кластеров из частиц графена, и мест для закрепления глюкозы становится меньше, что приводит к уменьшению чувствительности сенсора (Рис. 2, 3).

Исследование влияния различных подложек на характеристики полученных структур показало, что использование бумаги в качестве подложки является наиболее оптимальным вариантом.

Также было показано, что при изгибе сенсора изменение его сопротивления остается в пределах нормы (18–20 %), при максимальном радиусе изгиба 3 см, для носимых сенсоров глюкозы.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-19-00191).

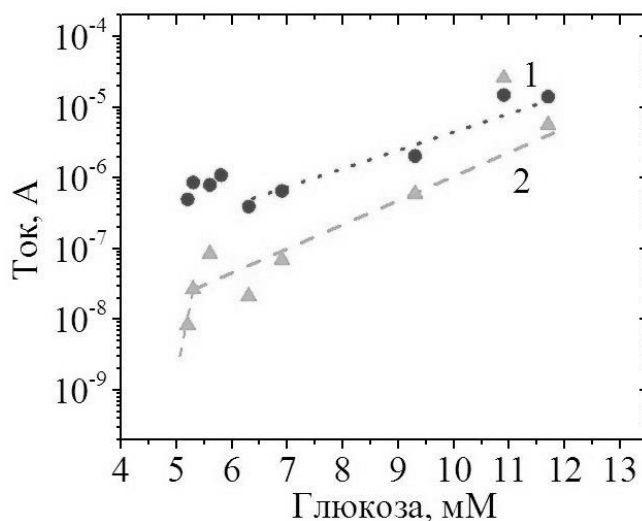


Рис.3. Зависимость тока от содержания сахара в крови для 4х (1) и 6 (2) печатных слоёв.

Исследование эпитаксиального роста Si на Si(001) по особенностям картин дифракции ДБОЭ

Дирко В.В., Гнеушев А.В., Соколов А.С.

Национальный исследовательский Томский государственный университет. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Высокое качество получаемых полупроводниковых структур является важной задачей современной опто- и нанoeлектроники. При этом возможность эффективного создания низкоразмерных структур сильно зависит от состояния поверхности подложки, а процессы при эпитаксиальном росте в основном определяются температурой и скоростью роста. Поэтому для получения качественных структур важна правильная предэпитаксиальная подготовка пластин и полное понимание состояния поверхности при заданных режимах роста. Данные условия хорошо контролируются в методе молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в условиях сверхвысокого вакуума. В методе МЛЭ реализуется метод дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ), который позволяет получить информацию о морфологии поверхности «in situ» [1].

В работе проводились эксперименты по росту Si на Si (001) $\pm 0,05^\circ$ со скоростью осаждения 0,09 МС/с в температурном интервале подложек от 200 до 800 °С. Предварительно пластины Si (001) проходили стандартную предэпитаксиальную подготовку и последующий высоковакуумного отжиг при температуре 1000 °С. Эпитаксиальный рост Si на Si (001) происходит с образованием чередующихся ступеней двух типов со сверхструктурами 1x2 и 2x1 [2]. Анализ поверхности методом ДБОЭ при росте Si в направлении [110] показал бимодальный характер колебаний интенсивности, зависящий от температуры подложки. При анализе поверхности в процессе роста методом ДБОЭ в направлении [100] наблюдались изменения интенсивности рефлексов от сверхструктур 1x2 и 2x1, лежащих в зоне Лауэ $\sim 1/2$, при изменении температуры роста.

Таким образом, в работе выявлена зависимость механизма роста Si на Si (001) от температуры. В интервале температур 200 – 500°С реализуется двумерный островковый механизм роста; при температурах роста 500 – 600°С наблюдается смешанный механизм роста; при температуре роста выше 600°С осуществляется рост по сдвигу ступеней. Полученные данные способствуют выбору параметров роста [2].

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

[1] Hafez M. et al., *Micron*, **159**, 103286 (2022).

[2] Dirko V. et al., *Nanotechnology*, **33**, 115603 (2021).

Измерения длины электрон-электронного рассеяния в подвешенных микроструктурах методом магнитной фокусировки

**Егоров Д.А., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю.,
Сарыпов Д.И., Бакаров А.К.**

*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13
Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Большое влияние на электронный транспорт в полупроводниковых микро- и наноструктурах оказывает электрон-электронное (e-e) взаимодействие. Однако обычные измерения сопротивления почти нечувствительны к e-e взаимодействию, поскольку оно сохраняет полный импульс электронной системы. Но вклад отдельных баллистических траекторий в кондактанс оказывается чувствительным к нему. Измерения нелокального магнетосопротивления являются удобным способом изучения этого вклада. Когда длина e-e рассеяния (обратно пропорциональная вероятности e-e рассеяния) становится сравнимой или меньшей длины резонансной баллистической траектории, последняя разрушается, уменьшая свой вклад в нелокальное магнетосопротивление. Длина e-e взаимодействия обратно пропорциональна квадрату температуры [1]. Меняя температуру образца, можно управлять длиной e-e рассеяния. Таким образом, изучение температурного подавления баллистических пиков нелокального магнетосопротивления позволяет определить длину e-e рассеяния.

Интерес к подвешенным микроструктурам (то есть структурам, отделенным от подложки) обусловлен, в частности, усилением e-e взаимодействия. Это усиление было предсказано теоретически [2], однако прямых экспериментальных свидетельств данного усиления до сих пор получено не было. Непосредственное экспериментальное измерение длины e-e рассеяния в подвешенных структурах, а также сравнение результатов измерений с неподвешенными структурами, представляется актуальной научной задачей.

Было экспериментально изучено нелокальное магнетосопротивление как в неподвешенных, так и в подвешенных микроструктурах, представляющих собой холловские мостики с двумерным электронным газом, созданные на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Нелокальное магнетосопротивление демонстрирует серию баллистических пиков. Пик с наибольшей амплитудой наблюдается в магнитном поле, соответствующем резонансной траектории, соединяющей центры соседних контактов (Рис. 1а), и соответствует условию магнитной фокусировки.

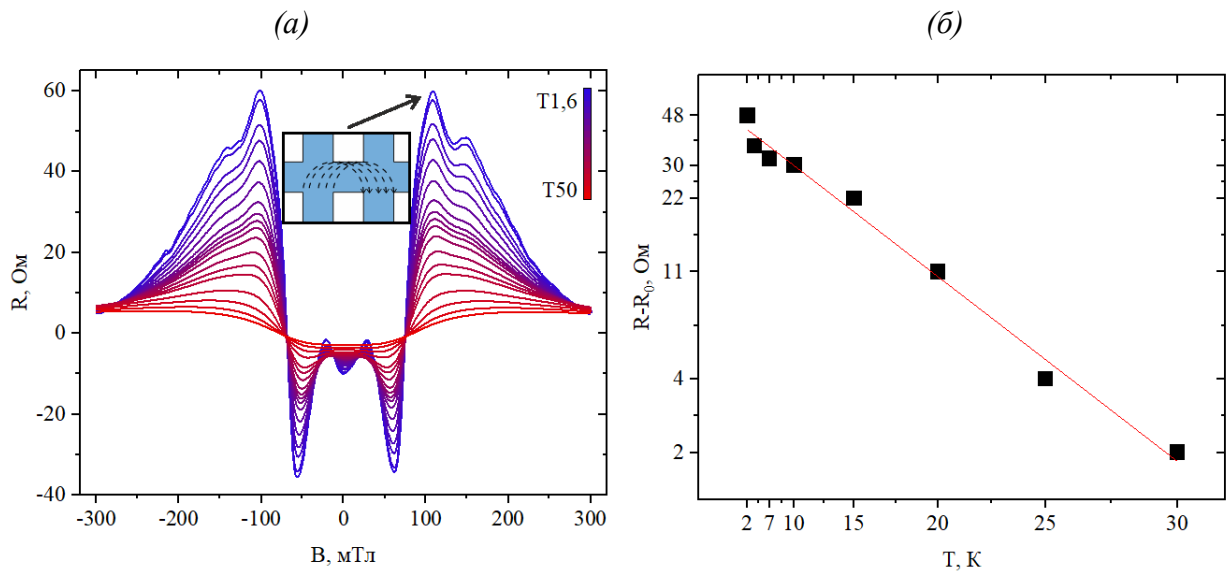


Рис. 1. Температурные зависимости нелокального магнетосопротивления (а); температурная зависимость амплитуды баллистического пика (б).

Было изучено температурное подавление фокусируемых пиков в широком диапазоне значений температуры. Из анализа температурных зависимостей амплитуд пиков (Рис. 1б) были определены длины е-е рассеяния, а также критические температуры, при которых длина е-е рассеяния становится равной длине резонансной траектории. Критическая температура, а, следовательно, и длина е-е взаимодействия, в подвешенных структурах оказалась ниже, чем в неподвешенных, что свидетельствует об ожидаемом усилении е-е взаимодействия в результате подвешивания.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-12-00343).

[1] Gupta A. et al., *Nature Communications*, 12, 5048 (2021).

[2] Pogosov A.G. et al., *J. of Phys.: Cond. Matter*, 34, 263001 (2022).

Рост SnSe_2 , инициированный кристаллизацией тонкого аморфного слоя на поверхностях $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$

Захожев К.Е.^{1,2}, Пономарев С.А.^{1,2}, Роголо Д.И.¹, Гутаковский А.К.¹,
Кох К.А.³, Курусь Н.Н.¹, Щеглов Д.В.¹, Милехин А.Г.¹,
Латышев А.В.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

2D дихалькогениды металлов, состоящие из слоев толщиной в несколько атомов обладают широким диапазоном поглощения, а отсутствие оборванных связей на поверхности и ван-дер-ваальсовое взаимодействие между слоями обеспечивает высокую механическую гибкость, что делает их перспективными для применения в оптоэлектронике, фотонике, в том числе гибкой электронике [1]. Тем не менее, разработка и оптимизация методик выращивания эпитаксиальных слоев 2D дихалькогенидов металлов (в частности SnSe_2) высокого структурного совершенства на полупроводниковых подложках является актуальной проблемой, препятствующей применению данного класса материалов в современной полупроводниковой электронике.

В данной работе представлена методика роста SnSe_2 на подложках $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$ методом *in situ* отражательной электронной микроскопии

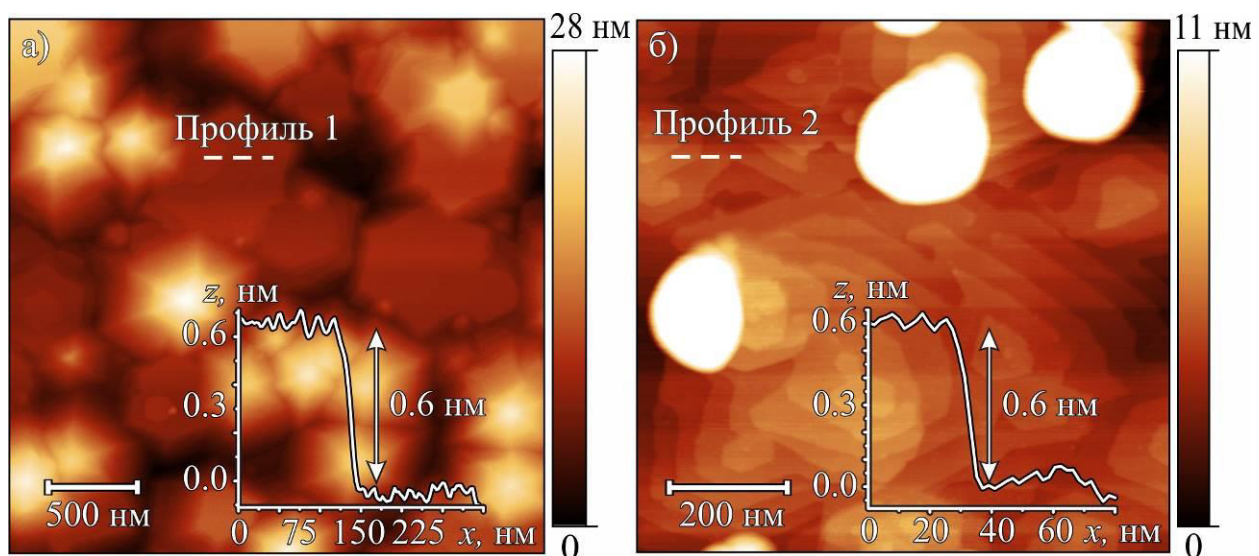


Рис. 1. АСМ-изображение поверхностей пленок SnSe_2 : а) на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$, б) на поверхности $\text{Si}(111)$.

(ОЭМ), включающая: (1) осаждение аморфного слоя SnSe_2 толщиной ~ 1 нм с соотношением потоков $\text{Se}:\text{Sn} \sim 10:1$ при комнатной температуре; (2) кристаллизация аморфного слоя путем резкого повышения температуры до ростовой (~ 250 °C) с одновременным осаждением атомов Se и Sn. Рост SnSe_2 на $\text{Si}(111)$

также включает предварительную пассивацию поверхности монослоем Se при 100 °С. Анализ морфологии поверхностей полученных пленок методом *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ, Рис. 1) показал, что концентрация выходов на поверхность дислокаций с винтовой компонентой составила $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $\sim 18 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ для пленок на поверхностях $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$ соответственно [2]. Высота молекулярных ступеней на составила $\sim 0.6 \text{ нм}$ (Рис. 1), что соответствует высоте слоя SnSe_2 [3]. Для пленки $\text{SnSe}_2/\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ показано наличие холмов высотой 10–20 нм (Рис. 1, а) с гладкими террасами на их вершине с латеральными размерами 0.2 – 1 мкм, что для пленок SnSe_2 наблюдалось впервые. На поверхности пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$ обнаружены 3D островки фазы SnSe , образованные в процессе ослабления потока Se на последних этапах эксперимента (Рис. 1 б). По результатам анализа атомного состава методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и энергодисперсионной спектроскопии (EDS) пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$, соотношение Se:Sn в области пленки составило $\sim 2:1$, тогда как в области 3D островка $\sim 1:1$.

Анализ структурно-морфологических особенностей пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$ методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРЭМ) показал, что пленка имеет гексагональную структуру решетки (Рис. 2. ВРЭМ-изображение фрагмента поперечного сечения пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$: а) картина БПФ от участка, отмеченного белым квадратом; б) увеличенный фрагмент участка пленки. б) пространственной группы $P\bar{3}m1$ с параметрами $a = 0.38 \text{ нм}$ и $c = 0.62 \text{ нм}$, что соответствует фазе 1T- SnSe_2 и подтверждается методом КРС. Для пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$ обнаружен дополнительный пик (107 см^{-1}) V_{3g} фазы SnSe .

Эксперименты на поверхности $\text{Si}(111)$ выполнены при поддержке Государственного задания (проект № FWGW-2021-0007), эксперименты на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124). Работа проводилась с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] Yang Z. et al., *Adv. Mater. Technol.*, **8**, 1900108 (2019).

[2] Ponomarev S.A. et al., *Optoelectron. Instrum. Data Process.*, **58**, 564-570 (2022).

[3] Luo S. et al., *J. Phys. Chem.*, **8**, 4674–4679 (2017).

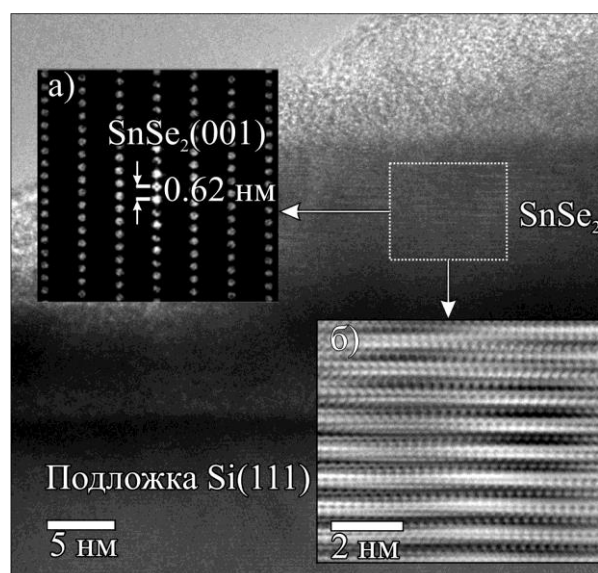


Рис. 2. ВРЭМ-изображение фрагмента поперечного сечения пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$: а) картина БПФ от участка, отмеченного белым квадратом; б) увеличенный фрагмент участка пленки.

Многоуровневые резистивные переключатели на основе диоксида ванадия с фазовым переходом полупроводник-металл

**Капогузов К.Е.^{1,2}, Тумашев В.С.¹, Яковкина Л.В.³, Кичай В.Н.³,
Мутилин С.В.¹**

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

Современное состояние кремниевой электроники и логики, основанной на архитектуре фон Неймана, приближается к своим пределам масштабирования. Как следствие, активно ведется поиск новых материалов и подходов, которые могут увеличить вычислительную мощность при одновременном снижении энергопотребления. Нейроморфные системы, основанные на функциональных материалах, считаются многообещающим решением этих проблем [1]. Одним из наиболее интересных материалов для реализации нейроморфных систем является диоксид ванадия (VO_2), который демонстрирует сверхбыстрый (до 26 фс) резкий и обратимый фазовый переход полупроводник-металл вблизи комнатной температуры (68 °С), а также структурный и электронный переход первого порядка с изменением электропроводности до пяти порядков [2]. В частности, VO_2 продемонстрировал большой потенциал в качестве материала для двухконтактных резистивных переключателей, которые являются одним из основных функциональных элементов для нейроморфных вычислительных схем.

Одним из путей развития резистивных переключателей является разработка и формирование многоуровневых переключателей, открывающих новые возможности для электронных вычислительных схем. Возможность реализации и управления несколькими резистивными состояниями дает преимущества с точки зрения плотности памяти, скорости обработки информации и энергетической эффективности. Многоуровневые резистивные переключатели особенно актуально для нейроморфных систем, где способность имитировать синаптическую активность биологических нейронов имеет решающее значение для достижения энергоэффективных вычислений.

В данной работе на основе поликристаллических пленок, а также неупорядоченных массивов нанокристаллов VO_2 были сформированы планарные и вертикальные переключающие элементы с возможностью реализации нескольких уровней по сопротивлению. Для формирования таких переключателей на поликристаллических пленках VO_2 методом оптической литографии и последующего напыления металла создавалась планарная структура с несколькими параллельно расположенными парами контактов. Неупорядоченный массив нанокристаллов VO_2 был получен с помощью послеростового отжига аморфных пленок VO_x , синтезированных методом атомно-слоевого осаждения. Для всех сформированных

структур были исследованы параметры температурного и электрически-инициированного фазового перехода полупроводник-металл.

В результате измерений показано, что во всех сформированных структурах температурный фазовый переход сопровождается скачком сопротивления до трех порядков и происходит при температуре около 68 °С. Показано, что формирование нескольких параллельных пар контактов на поликристаллической пленке VO_2 при электрически-инициированном фазовом переходе позволяет получить точно заданное и стабильное число уровней тока. Количество этих уровней определяется числом сформированных пар контактов. Аналогичный эффект появления нескольких уровней тока при электрической инициации фазового перехода был обнаружен на неупорядоченных массивах нанокристаллов VO_2 . Была предложена качественная модель параллельных токовых мостов, объясняющая данный эффект. Показано, что основные параметры таких многоуровневых переключений – пороговое значение напряжения и тока, на несколько порядков меньше в переключателях на основе нанокристаллов VO_2 , по сравнению с переключателями на основе поликристаллических пленок VO_2 .

В работе продемонстрирован и исследован эффект многоуровневых резистивных переключений в планарных и вертикальных структурах на основе VO_2 . Данный эффект многоуровневого переключения в поликристаллических пленках и нанокристаллах VO_2 требует дальнейшего изучения. Предложенная геометрия переключателей на основе VO_2 может быть использована для создания уникальных энергоэффективных многоуровневых коммутационных устройств с высокой стабильностью и долговечностью.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 21-19-00873).

[1] Prinz V.Ya. et al., *Nanoscale*, **12**, 3443-3454 (2020).

[2] Ke Y. et al., *Small*, **14** (39), 1802025 (2018).

Исследование кинетики реакции диспропорционирования тонких пленок GeO оптическими методами

Кислухин Н.А.^{1,2}, Астанкова К.Н.², Азаров И.А.^{2,3}, Чжан Ф.³,
Володин В.А.^{2,3}

¹ Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Оксиды GeO₂ и GeO_x перспективны для создания мемристоров благодаря высокой плотности дефектов (вакансий кислорода), которые являются ловушками для носителей заряда [1]. Пленки GeO метастабильны и при T > 200 °C диспропорционируют по реакции: 2GeO → Ge + GeO₂. Выделяющиеся германиевые включения в пленках GeO_x могут выступать как глубокие ловушки для электронов и дырок [2]. Для прикладных задач необходимо управлять глубиной диспропорционирования монооксида германия. Однако кинетика формирования нанокластеров Ge в тонких пленках GeO в процессе отжига изучена слабо, особенно на начальных этапах диспропорционирования.

Пленки монооксида германия получены методом термического испарения в вакууме композитных слоев GeO₂, содержащих нанокластеры Ge, и осаждения паров GeO на холодную подложку [3]. Состав пленок GeO_x был близок к x ≈ 1 [4]. Были проведены печные отжиги пленок GeO толщиной 15 нм при температуре от 200 до 400 °C в вакууме. Время отжига варьировалось от 5 до 60 минут. Изменения структуры тонких пленок GeO после отжига регистрировались с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) и ИК-Фурье-спектроскопии (ИКФС). Обработку КРС-спектров проводили в программе Fityk. Из деконволюции спектра на пики были получены их интегральные интенсивности, а потом они были нормированы путем деления на значение самого интенсивного пика после отжига при каждой температуре.

В спектре КРС исходной пленки GeO отсутствовали сигналы от аморфных кластеров Ge. После отжига во всех спектрах появляется слабая широкая полоса вблизи 265-280 см⁻¹, которая соответствует рассеянию света на локальных колебаниях связей Ge-Ge в аморфном германии. При увеличении температуры от 200 до 400 °C и времени отжига от 5 до 30 минут интенсивность данной полосы возрастает, что указывает на увеличение количества аморфных кластеров Ge. Отжиги в течение 45 и 60 минут при тех же температурах приводили к уменьшению сигнала КРС от аморфных кластеров Ge (рис. 1а), что, вероятно, связано с их частичным окислением в невысоком вакууме (10⁻² Па). Стоит отметить, что отжиг пленки GeO при температуре 400 °C в течение 2 часов привел к частичной кристаллизации кластеров Ge.

В ИК-спектре поглощения исходной плёнки GeO присутствовала полоса в области 770 см^{-1} , которая соответствует валентным колебаниям мостика Ge–O–Ge монооксида германия. После отжига в течение 15 минут для всех температур интенсивность данной полосы резко возростала, и она плавно смещалась в сторону больших частот (рис. 1б). Это связано с появлением в плёнке некоторого количества аморфного GeO₂, полоса ИК-поглощения которого лежит в области 870 см^{-1} .

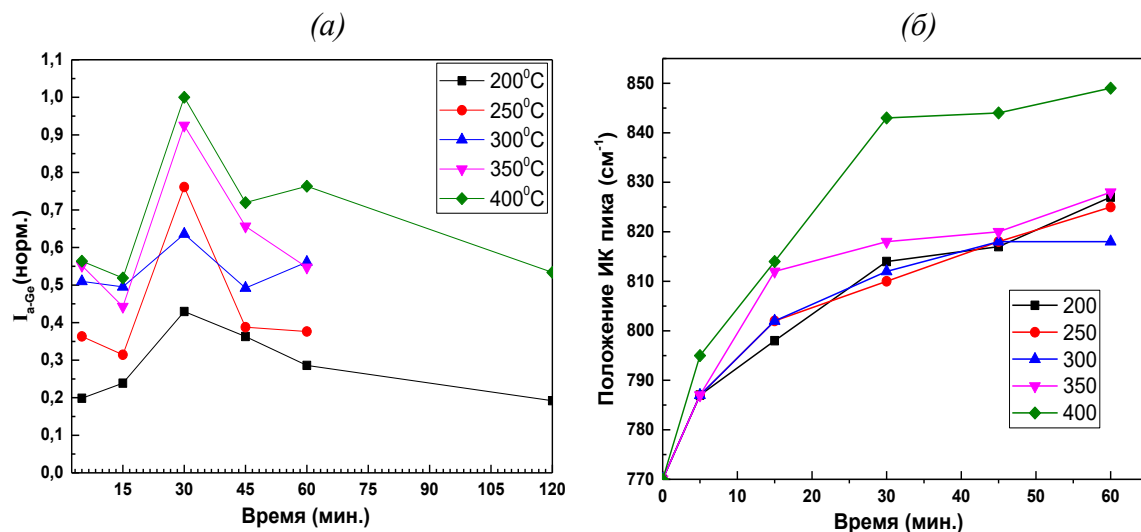


Рис. 1: (а) – зависимость нормированной интенсивности пика КРС от кластеров аморфного Ge от времени отжига пленки GeO при температурах 200–400 °С; (б) – зависимость положения ИК-пика от времени отжига пленки GeO при температурах 200–400 °С

Обнаружено, что температуры начала диспропорционирования пленки GeO (200 °С) и начала процесса кристаллизации кластеров германия в ней (400 °С) ниже описанных в литературе [5]. Вероятно, эти значения зависят от состава пленки GeO_x и ее толщины.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Высокие технологии и аналитика наносистем» НГУ.

[1] Shaposhnikov A.V. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 243506 (2012).

[2] Volodin V.A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 233104 (2019).

[3] Астанкова К.Н. и др., *ФТП*, **54**, № 12, 1296 (2020).

[4] Чжан Ф.и др., *Тезисы докладов АППН-2022*, 77 (2022).

[5] Zhang F. et al., *ЖТФ*, **93**, № 8, 1209 (2023).

Динамика длины димерного ряда сверхструктуры $2 \times N$ в процессе эпитаксиального роста Ge/Si(100) в широком температурном диапазоне

Кукенов О.И., Дюков И. Ю.

Национальный исследовательский Томский государственный университет. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Прогресс в области полупроводниковых наноструктур являются неотъемлемой частью развития современной нанoeлектроники. Большинство современных устройств нанoeлектроники и нанofотоники созданы на основе кремния за счёт его низкой стоимости и развитости технологии. Свойства наноструктур сильно зависят от их параметров, поэтому контроль ростовых процессов играет важную роль. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) благодаря сверхвысокому вакууму, позволяет синтезировать чистые, наноструктуры с минимальным количеством дефектов. Используя метод дифракции отражённых быстрых электронов (ДОБЭ), при отражении потока высокоэнергетичных электронов от поверхности образца формируются дифракционные картины на флуоресцентном экране, по которым можно определять морфологию выращиваемой наноструктуры [1].

На начальном этапе гетероэпитаксиального роста Ge/Si(100) происходит формирование сверхструктуры $2 \times N$. На картинах дифракции о появлении $2 \times N$ судят по возникновению соответствующего рефлекса $1/N$. Число димеров в ряду определяется по отношению расстояния между рефлексами 01 и $1/N$ к расстоянию между 01 и 00 . В процессе напыления Ge длина димерного ряда постоянно изменяется, пока не достигнет своего минимально возможного для конкретной температуры значения. Также, температура влияет на количество монослоёв Ge, необходимых для появления сверхструктуры $2 \times N$. Температура является важным параметром, определяющим характер роста, критическую толщину смачивающего слоя, ширину формирующихся ступенек и другие особенности эпитаксиального роста [2-3].

В работе проведено исследование динамики размера димерных рядов сверхструктуры $2 \times N$ от количества напылённых слоёв Ge на Si(100) при температурах в диапазоне от 200 до 800 °C.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 21-72-10031.

[1] Dirko V.V. et al., *Russian Physics Journal*, **22**, 19318 (2020).

[2] Voigtlaender B., *Surf. Sci. Rep.*, **43**, 127 (2001).

[3] Berrie C.L. et al., *J. of Crystal Growth*, **216**, 159–170 (2000).

Перколяционная теория классического неидеального двумерного электронного газа в сильных магнитных полях

Махмудиан М.М.^{1,2}, Энтин М.В.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Объяснение целочисленного квантового эффекта Холла (КЭХ) основано на одноэлектронном подходе. Хотя КЭХ является квантовым явлением, у него есть классический аналог. В работе [1] на основании теории перколяции исследован идеальный двумерный электронный газ в сильном магнитном поле, взаимодействующий с примесями. В частности, рассмотрены различные классические модели, такие как, короткодействующие примеси и адиабатический случайный гладкий потенциал. Отметим, что адиабатическая модель применялась для объяснения целочисленного КЭХ [2].

В настоящей работе рассмотрены система классических взаимодействующих двумерных электронов в сильных магнитных полях в присутствии примесей. Рассмотрено как короткодействующее, так и адиабатическое взаимодействие. Показано, что в случае короткодействующего взаимодействия электроны неоднократно возвращаются к точкам столкновения, если только они не встретят другие электроны или примеси. Вследствие этого, в зависимости от плотности электронов и примесей, электроны будут составлять систему локализованных или диффузионно перемещающихся по образцу частиц.

Также эта система рассмотрена в пределе, когда характерный размер межэлектронного и примесного потенциала превышает циклотронный радиус. Сформулированы адиабатические уравнения движения для центров орбит, результаты которых подтверждаются компьютерной симуляцией.

Задачи исследуются как аналитически, так и с помощью компьютерного моделирования. Показано существование порога перколяции в обеих моделях.

[1] Baskin E.M. et al., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **75**, 723 (1978) [*Sov. Phys. JETP*, **48**, 365 (1978)].

[2] Iordansky S.V., *Solid State Comm.*, **43.1**, 1-3 (1982).

Капельная эпитаксия квантовых точек GaN на поверхности Ван-дер-Ваальсовой структуры g-SiN

Майдэбура Я.Е.¹, Мансуров В.Г.¹, Малин Т.В.¹, Смирнов А.Н.²,
Журавлев К.С.¹, Пех Б.³

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194064, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ Centre for Energy Research, Institute of Technical Physics and Materials Science, Konkoly-Thege ut 29-33, 1121 Budapest, Hungary

Уникальные свойства GaN квантовых точек (КТ), такие как большая энергия связи, сила осциллятора экситона и большая эффективная масса электронов и дырок, вызывают значительный интерес со стороны фундаментальной и прикладной наук. На основе КТ GaN было продемонстрировано создание светодиодов, однофотонных излучателей, солнечных элементов, одноэлектронных транзисторов и спиновых затворов. Однако до сих пор существует проблема отсутствия способа одновременного получения низкой плотности/высокой плотности с заданным размером КТ, а также низкой дисперсии размеров КТ GaN. Возможным решением является формирование КТ GaN методом капельной эпитаксии (КЭ) на поверхности графеноподобного слоя SiN (g-SiN). Это обусловлено тем, что формирование КТ GaN методом КЭ на традиционной поверхности (Al(Ga)N, Si (111), Si(001)) связано с диффузией материала из капель в процессе кристаллизации, что осложняет контроль параметров КТ и получение монодисперсных КТ. Поверхность g-SiN за счет большой длины диффузии адатомов Ga и аморфизации g-SiN при обработке в аммиаке позволит подавить побочные механизмы формирования капель и КТ. Это сделает возможным контролируемое зарождение и нитридизацию капель, и, соответственно, КТ GaN.

Эксперименты по формированию КТ на g-SiN проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии Riber CBE-32P. На очищенной путем отжига при 1076 °C подложке Si (111) был сформирован g-SiN путем обработки подложки в потоке аммиака 10 sccm при температуре роста 962 °C длительностью 6 секунд. После чего при температуре ростовой поверхности 600 °C наносились металлические капли Ga в течение 6 и 60 секунд. Последующая нитридизация всех образцов длительностью 4.5 минуты производилась при температуре ростовой поверхности 600 °C и потоке аммиака 250 sccm. *In situ* процессы формирования слоя g-SiN, нанесения, десорбции и нитридизации капель Ga были исследованы методом дифракции быстрых электронов на отражение. *Ex-situ* исследование морфологии и кристаллической структуры образцов было выполнено методами атомно-силовой микроскопии, высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии и микро-фотолюминесценции.

В результате было обнаружено, что на поверхности слоя g-SiN происходит формирование слабо разупорядоченных островков GaN низкой плотности

$n=5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. Плотность островков при увеличении количества нанесенного Ga в 10 раз не изменяется, тогда как размер островков меняется значительно. Анализ кинетических кривых нанесения и десорбции Ga при различных температурах позволил определить энергии активации процессов формирования и испарения капель на поверхности g-SiN. Полученные значения энергий активации были использованы для расчета зависимости плотности капель Ga в зависимости от потока и температуры ростовой поверхности в рамках классической теории нуклеации. Полученное значение плотности капель при потоке Ga $F_{\text{Ga}}=0.1 \text{ МС/с}$ и температуре ростовой поверхности $600 \text{ }^\circ\text{C}$ совпало с экспериментально полученным значением плотности островков GaN. Островки характеризуются отсутствием напряжений, высокой кристалличностью и преимущественно обладают кристаллической структурой цинковой обманки. При малом времени нанесения Ga распределение островков по размерам является узким и одномодальным. При увеличении времени нанесения Ga распределение островков по размерам становится многомодальным, что связано с процессами коалесценции и Оствальдского созревания.

Работа выполнена при поддержке в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации Институту физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН (0242-2022-0005).

Создание массивов иерархических наноструктур VO₂ с помощью сканирующей зондовой литографии

Манцуров Н.Д.^{1,2}, Комонов А.И.¹, Волошин Б.В.^{1,3}, Селезнев В.А.¹,
Мутилин С.В.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

³ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Формирование иерархических микро и наноструктур позволяет создавать материалы с новыми свойствами, интересными для практических применений, например, бесклеевые адгезивы [1], сверхгидрофобные покрытия [2], оболочки для синтеза костной ткани [3] и т. д. Сканирующая зондовая литография применяется для наноструктурирования таких материалов, как кремний [4], титан [5], графен [6] и пр. В данной работе впервые с помощью сканирующей зондовой литографии были созданы массивы иерархических наноструктур на аморфных плёнках диоксида ванадия (VO₂).

В работе использовались аморфные пленки VO₂, синтезированные методом атомно-слоевого осаждения. Синтез производился с помощью прекурсора (EtMeN)4V [тетраakis-этилметиламинованадий], при давлении 30 Па, температуре 170 °С, при скорости потока O₂ = 24 мл/мин. В результате синтеза на проводящей подложке Si n-типа (0.001-0.005 Ом*см) были получены аморфные VO₂ пленки толщиной 11.3 нм. Формирование иерархических наноструктур в плёнках VO₂ было выполнено с помощью локального электрохимического окисления при температуре окружающей среды T = 25 °С, относительной влажности воздуха – 40% и напряжении смещения U = 8 В. В работе использовался атомно-силовой микроскоп Solver P47 PRO (NT_MDT, Россия), а также проводящие зонды серии HA_C/Pt (TipsNano, Россия). В результате локального электрохимического окисления в месте воздействия зонда с поверхностью пленки образуется водорастворимый высший оксид ванадия – V₂O₅ [7]. После воздействия воды в течении 30 секунд, V₂O₅ растворялся и на его месте образовывались характерные углубления. Морфология созданных наноструктур исследовалась методом атомно-силовой микроскопии в полуконтактном режиме с использованием зондов серии HA_FM (TipsNano, Россия).

Показано, что в результате локального электрохимического окисления с последующим травлением в воде, формируются наноструктуры, которые представляют собой иерархический массив нанохолмов аморфного VO₂ с высотой 4-7 нм и латеральными размерами менее 80 нм для каждого элемента массива (см. Рис. 1).

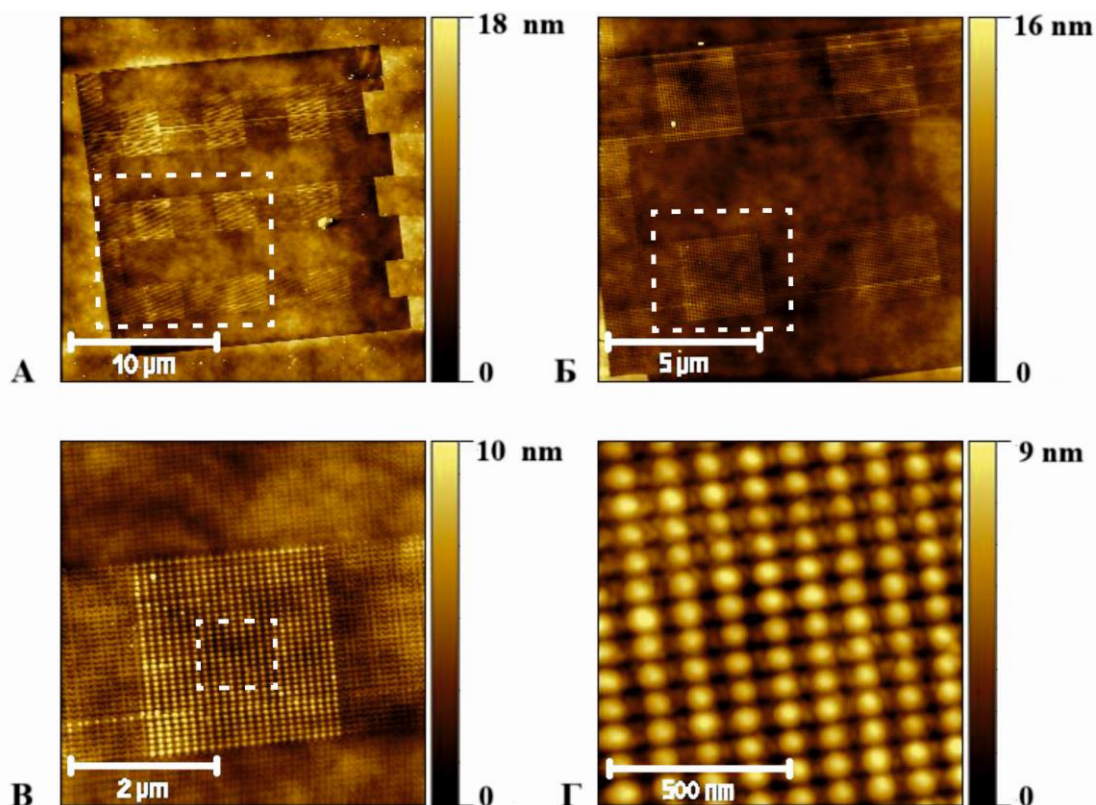


Рис.1. АСМ изображения иерархических наноструктур VO_2 : А – Обзорное изображение структуры, сформированной в результате локального электрохимического окисления; Б – Структура с увеличенным масштабом (пунктирная область из рисунка А). В – Одиночный массив иерархической наноструктуры с латеральными размерами $3 \times 3 \text{ мкм}^2$ (пунктирная область из рисунка Б). Г – Массив нанохолмов VO_2 в увеличенном масштабе (пунктирная область из рисунка В). Период структуры - 150 нм, высота 4-7 нм, латеральный размер элемента массива менее 80 нм.

Данный метод позволяет формировать упорядоченные массивы нанохолмов аморфного VO_2 с заданными размерами, перспективные для создания перестраиваемых фотонных кристаллов.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 21-19-00873).

- [1] Christian Greiner et al., *Adv. Mater.*, **21**, 479 (2009).
- [2] Korneev I.A. et al., *Nanotechnologies in Russia*, **12**, 9 (2017).
- [3] Seleznev V. A. et al., *Nanotechnology*, **28**, 064004 (2017).
- [4] Sheglov D. V. et al., *Int. J. Nanosci.*, **3**, 75 (2004).
- [5] Dubois E. et al., *J. Appl. Phys.*, **87**, 8148 (2000).
- [6] Weng L. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 93107 (2008).
- [7] Komonov A.I. et al., *EDM proceedings*, 20 (2022).

Монте-Карло моделирование движения капель Au-Si по поверхности кремния с ориентацией (011)

Манцурова С.В., Шварц Н.Л.

*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13
Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск,
пр. Карла Маркса, 20*

Золото – широко распространенный металл-катализатор для получения кремниевых наноструктур, применяемых в опто- и наноэлектронике [1]. Низкая температура эвтектики ($T_{эвт}$) системы Au-Si обеспечивает стабильный и быстрый рост наноструктур по механизму пар-жидкость-кристалл [2]. Экспериментально было показано, что осаждение золота при температуре выше $T_{эвт}$ на поверхность кремния ведет к формированию капель, представляющих собой расплав Au-Si [3]. Ямка травления под каплей и ее форма зависит от ориентации кремниевой подложки. На поверхности Si(011) формируются удлиненные капли, а ямки травления под ними принимают пирамидальную форму. На такой поверхности капли способны двигаться в двух противоположных направлениях [01-1] и [0-11]. Вопрос о том, как именно капля выбирает направление движения на поверхности кремния (011) до сих пор остается открытым.

В настоящей работе проведен анализ движения капель золота по поверхности Si(011) при осаждении Au с помощью моделирования методом Монте-Карло. Показано, что причиной движения капель Au-Si по поверхности кремния является растворение подложки в стремлении поддерживать равновесную концентрацию Si в объеме расплава при постоянном осаждении золота, а также асимметрия латеральной границы раздела капля-кристалл. На поверхности Si(011) форма ямки травления под каплей ограничена 6-ю фасетками {111} и имеет вид лодочки, удлиненной вдоль направления [01-1]. Растворение подложки происходит в основном с узких краев ямки травления. Симметрия этих сторон ямки приводит к равной вероятности движения капли как в направлении [01-1], так и [0-11]. Выбор направления определяется случайным образом наиболее шероховатым краем ямки травления. Интенсивное растворение шероховатого края повышает концентрацию Si в капле, что приводит к уменьшению поверхностного натяжения и увеличению смачиваемости каплей этого края ямки травления. Повышенная смачиваемость края провоцирует его дальнейшее растворение, приводя к последующему движению капли в одном направлении. В данной работе показано, что устойчивое однонаправленное движение капель по поверхности Si(011) устанавливается не сразу. В начальный момент времени размер капли мал, а ее форма нестабильна, что приводит к случайному смещению капли от одного узкого края ямки к другому. Направленное движение появляется, когда капля увеличивается в размерах, и изменение поверхностного натяжения за счет растворенного кремния у одного из краев капли становится значительным.

Особенностью движения капель на поверхности Si(011) является их слияние из-за возможности двигаться в двух противоположных направлениях. На Рис. 1 изображены модельные поверхности Si(011) с каплями в разные моменты времени. В момент времени $t = 100$ с на поверхности кремния наблюдается 4 капли. Две капли в центре двигаются навстречу друг другу (направление указано черными стрелками) и через 250 с сливаются в одну каплю. Спустя еще 250 с получившаяся в ходе слияния капля сталкивается с другой каплей. Увеличение интенсивности потока приводит к увеличению плотности капель на поверхности (011), что

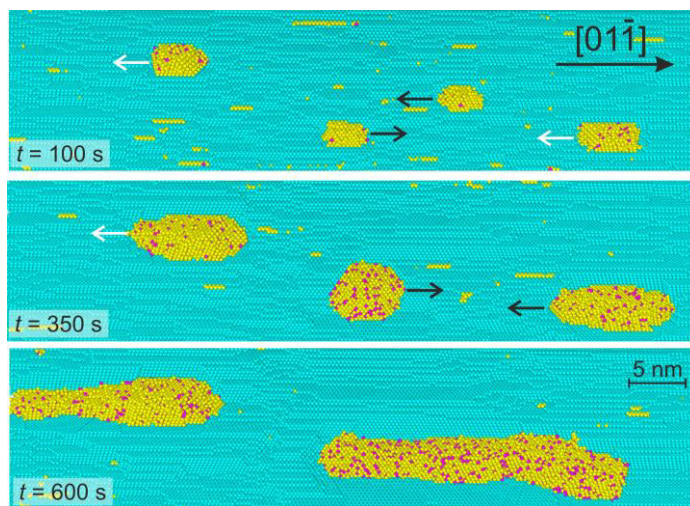


Рис.1. Фрагменты модельной поверхности Si(011) с каплями в разные моменты времени. Скорость осаждения золота $F = 5 \cdot 10^{-3}$ МС/с. Au – желтый цвет, Si в жидкой фазе – розовый, Si в твердой фазе – голубой.

повышает вероятность слияния нескольких капель в одну. В работе проанализировано влияние скорости осаждения золота F и температуры на скорость движения капель по поверхности Si(011). Скорость капель уменьшается с увеличением скорости осаждения золота пропорционально $1/F$. Получена экспоненциальная зависимость скорости движения капель от температуры с показателем экспоненты 1.6 мэВ. Показатель экспоненты на поверхности Si(011) оказался значительно меньше, чем показатель 0.6 эВ для зависимости скорости движения капель от температуры на поверхности Si(111) [4]. Это объясняется повышенной скоростью растворения атомарно шероховатой поверхности (011). Полученная энергия активации описывается комбинацией энергий активаций элементарных процессов, заложенных в модель: растворение кремния в золоте, диффузия растворенного кремния внутри капли и кристаллизация растворенного кремния на подложке.

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ (№ 0242-2021-0008).

[1] Baraban L. et al., *Adv. Sci.*, **6**, 1900522 (2019).

[2] Fortuna S.A. et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **25**(2), 024005 (2010).

[3] Curiotto S. et al., *Sci. Rep.*, **7**, 902 (2017).

[4] Mantsurova S.V. et al., *EDM proceedings 2023*, **10** (2023).

Влияние морфологии поверхности GaAs(111)A на скорость движения капель галлия при ленгмюровском испарении (Монте-Карло моделирование)

Меркулин К.В.^{1,2}, Спирина А.А.¹, Шварц Н.Л.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

При ленгмюровском испарении (ЛИ) GaAs (неравновесном испарении материала в вакуум) на поверхности формируются капли Ga из-за повышенной скорости испарения As по сравнению с Ga [1]. Интерес к системе Ga-GaAs связан с возможностью формирования нанопроволок GaAs по механизму пар-жидкость-кристалл, капельной эпитаксии и капельного травления [2]. Экспериментально показано, что капли Ga направленно движутся в процессе отжига [3]. Ранее с помощью моделирования было показано, что причиной направленного движения капель галлия является стремление объема капли к равновесной концентрации мышьяка при заданной температуре и анизотропия травления подложки GaAs жидким галлием [4]. В данной работе с помощью моделирования рассматривается движение капель Ga на вицинальных подложках GaAs(111)A с разным углом и направлением отклонения от сингулярности. Показано, что скорость движения капель зависит от температуры, угла отклонения и направления отклонения поверхности от сингулярности.

Анализ морфологических преобразований поверхностей GaAs(111)A при ЛИ проводился с использованием программного комплекса SilSim3D методом Монте-Карло [5]. Рассматривался температурный диапазон 840–920 К для вицинальных подложек GaAs с углами отклонения 4.7°, 2.9° и 2.3° (ширина террас $L \sim 3.5$ нм, 5.5 нм, 7 нм, соответственно) и с направлениями отклонения $[10\bar{1}]$ и $[\bar{2}11]$. В процессе отжига на модельных поверхностях формировались капли Ga, которые перемещались по направлению вышележащих ступеней, что соответствует экспериментальным данным [3]. На рис. 1 показана температурная зависимость скорости движения капель для подложек с разными ширинами террас и направлениями отклонений от сингулярности. Видно, что скорость движения капель возрастает с температурой. Это обусловлено увеличением скорости растворения GaAs жидким Ga. Получено, что скорость движения капель зависит от угла и направления отклонения поверхности. При увеличении угла отклонения скорость движения капель возрастает. Это объясняется направляющим воздействием ступеней на движение капель. На подложках с большим L у капель галлия

есть несколько равновероятных направлений движения, обусловленных анизотропией травления подложки [4]. Уменьшение L выделяет конкретное направление движения капли перпендикулярное ступеням.

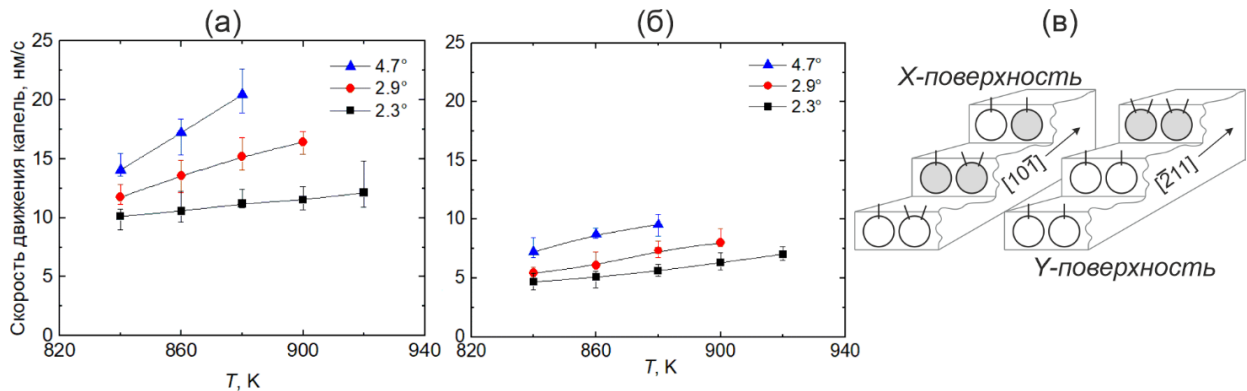


Рис.1. Температурная зависимость скорости движения капель Ga при отжиге подложек GaAs(111)A с углами отклонения 2.3°, 2.9°, 4.7° и направлениями отклонения $[10\bar{1}]$ (а), $[\bar{2}11]$ (б); схематичные изображения вицинальных поверхностей с направлениями отклонения $[10\bar{1}]$ и $[\bar{2}11]$, As показан белым цветом, Ga – серым, на атомах изображены оборванные связи (в).

Обнаружено, что скорость движения капель максимальна на подложках с направлениями отклонения $[10\bar{1}]$ и минимальна на подложках с направлением $[\bar{2}11]$. На схематичном рис.1в показаны вицинальные подложки с отклонениями в направлениях $[10\bar{1}]$ («X-поверхность») и $[\bar{2}11]$ («Y-поверхность»). На этих поверхностях формируется система ступеней, с периодом в три ступени. Структура ступеней на X-поверхности такова, что одна ступень ограничена мышьяком, вторая – галлием и третья – одновременно галлием и мышьяком. В первых двух ступенях у атомов чередуется количество оборванных связей: у одного атома одна оборванная связь, у второго – две оборванные связи. И в каждой третьей ступени у атомов только одна оборванная связь. На Y-поверхности две ступени из трех ограничиваются атомами мышьяка с одной оборванной связью и каждая третья – атомами галлия с двумя оборванными связями. Различие в скоростях движения капель на X- и Y-поверхностях обусловлено разной интенсивностью травления этих систем ступеней каплями галлия. Ступени на X-поверхностях травятся интенсивнее, поскольку в двух ступенях из трех существуют атомы с двумя оборванными связями, тогда как на Y-поверхностях только в одной ступени из трех имеются такие атомы.

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ.

- [1] Tersoff J. et al., *Science*, **324**, 236 (2009).
 [2] Sanguinetti S. et al., *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production (2nd edition)*, Elsevier (2018).
 [3] Hilner E. et al., *Nano Lett*, **9**, 2710 (2009).
 [4] Spirina A. et al., *Mat. Sci. in Semic. Proc.*, **100**, 319 (2019).
 [5] Zverev A. et al., *Nanotech. in Russia*, **4**, 215 (2009).

Резистивные переключения в микроструктурах на основе диоксида ванадия с фазовым переходом полупроводник-металл

Милюшин Д.М.^{1,2}, Капогузов К.Е.^{1,2}, Яковкина Л.В.³, Кичай В.Н.³,
Мутилин С.В.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

В настоящее время кремниевая электроника подходит к пределу своих возможностей, обусловленных фундаментальными ограничениями, связанными с порогом миниатюризации, проблемой нагрева, контактной разводки и т.д. Идет активный поиск новых материалов и технологий способных преодолеть эти ограничения. Диоксид ванадия (VO_2) - материал с сильно коррелированными электронами, рассматривается как один из наиболее перспективных материалов ввиду его уникальных свойств, связанных с наличием сверхбыстрого обратимого фазового перехода полупроводник-металл. При температуре около 68°C диоксид ванадия испытывает резкий обратимый фазовый переход из моноклинной (M) полупроводниковой в тетрагональную (R) металлическую фазу. Фазовый переход в VO_2 сопровождается быстрым изменением на несколько порядков по величине основных физических характеристик: проводимости до 5 порядков, показателя преломления с 2,5 до 1,5 ($\lambda = 1000$ нм), постоянной решетки на 1 % и пр. Электрически инициированный фазовый переход в VO_2 создает большой потенциал для развития высокоскоростной электроники с низким потреблением энергии. Наиболее интересным и перспективным применением электрически инициированного фазового перехода в VO_2 на данный момент считаются резистивные переключатели. Такие переключатели являются ключевым элементом для создания нейроморфных вычислительных устройств. Ранее было показано, что в основном Джоулев нагрев отвечает за инициацию перехода, индуцированного напряжением [2]. Актуальной задачей остается поиск путей уменьшения вклада рассеяния тепла во внешнюю среду, что позволит повысить энергоэффективность резистивного переключателя. Самый очевидный способ уменьшить тепловые потери – ограничить область протекания тока между контактами путем удаления части пленки вне контактов.

В данной работе были определены параметры резистивных переключений в микроструктурах на основе поликристаллических пленок диоксида ванадия с литографически сформированными контактами шириной от нескольких мкм до 70 мкм. Сформированы микроструктуры двух типов: пленка VO_2 расположена строго между двумя контактами и сплошная пленка VO_2 с двумя контактами. Исследован процесс резистивного переключения в таких системах. Рассчитаны

пороговые значения напряжений переключения, а также мощность $U_{th}(T)$, затрачиваемая на одно переключение.

В результате работы получено, что процесс резистивных переключений в сформированных структурах хорошо объясняется механизмом Джоулева нагрева. Продемонстрировано, что при ширине контактов более 30 мкм зависимость порогового напряжения от внешней температуры слабо отличается для двух типов микроструктур: величина ΔU_{th} , показывающая разность порогового напряжения для двух типов микроструктур, около 1 В. При ширине контактов 10 мкм отличие становится очень заметным: величина ΔU_{th} составляет около 6 В. Показано, что тепло преимущественно рассеивается вблизи токопроводящего канала, поэтому для структур с шириной контактов более 30 мкм теплоотвод полностью происходит между контактами. Рассмотренный в работе двухконтактный резистивный переключатель на основе поликристаллической пленки VO_2 перспективен для применений в энергоэффективных устройствах со сверхбыстрым переключением состояний, сенсорах и нейроморфных системах.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 21-19-00873).

[1] Ke Y. *et al.*, *Small*, **14** (39), 1–29 (2018).

[2] Yoon J. *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **105** (8), 083503 (2014).

Исследование электромагнитного отклика динамически перестраиваемых гибридных метаматериалов на основе диоксида ванадия

Миронов Н.А.^{1,2}, Гайдук А. Е.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Управление электромагнитным излучением является актуальной проблемой современной физики. Необходимость в создании приборов для управления электромагнитным излучением привела к появлению различных структурированных материалов: метаматериалов, фотонных кристаллов и т.д. Существенную трудность представляет разработка динамически перестраиваемых материалов и структур фотоники. В настоящее время активно идёт поиск архитектур для создания быстрых, энергоэффективных и дешёвых устройств управления светом. В качестве таких материалов рассматриваются соединения с перестраиваемыми диэлектрическими константами, такие как жидкие кристаллы [1], тройные соединения GeSbTe (GST) [2], магнитооптические материалы, сегнетоэлектрики, вещества с фазовым переходом полупроводник-металл. К последним относятся оксиды переходных металлов, наиболее перспективным из которых является диоксид ванадия [3]. Необходимо отметить, что диоксид ванадия обладает высокими омическими потерями, что ограничивает его применение в задачах передачи и обработки сигналов. Известно, что диэлектрические и полупроводниковые структуры лишены данного недостатка. Гибридные системы, состоящие из диэлектрических и плазмонных элементов, сочетают в себе свойства обоих типов, позволяя получать более богатый электромагнитный отклик за счёт формирования гибридных мод. Данная работа посвящена выявлению физических процессов, отвечающих за электромагнитный отклик гибридных наноструктур на основе периодических массивов кремниевых цилиндров с дисками диоксида ванадия на их вершинах (Рис. 1).

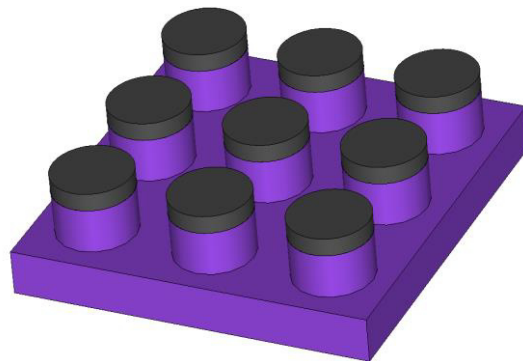


Рис.1. Схема периодической структуры, используемой в работе. Материал подложки и цилиндров - кремний. Материал дисков – диоксид ванадия.

Моделирование проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics. При моделировании были получены спектры отражения структур в

ИК-диапазоне. Элементарная ячейка метаповерхности представляла собой квадрат со стороной 1500 нм, высота кремниевых цилиндров была выбрана равной 500 нм, толщина дисков диоксида ванадия – 200 нм.

Установлено, что спектральные особенности обусловлены резонансами Ми и локализованными поверхностными плазмонами. При переходе диоксида ванадия из полупроводникового в металлическое состояние для структуры с радиусом 500 нм при частоте 66 ТГц наблюдается гибридизация резонансов и увеличение коэффициента отражения с менее чем 1 % до 28% (Рис. 2). Полученные результаты перспективны для создания динамически перестраиваемых структур ИК-диапазона.

Работа выполнена в рамках гос. задания № FWGW-2022-0009.

[1] Komar A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **110**, 071109 (2017).

[2] Guo P. et al., *Appl. Sci.*, **9**, 530 (2019).

[3] Mayer B. et al., *Phys. Rev. B*, **91**, 235113 (2015).

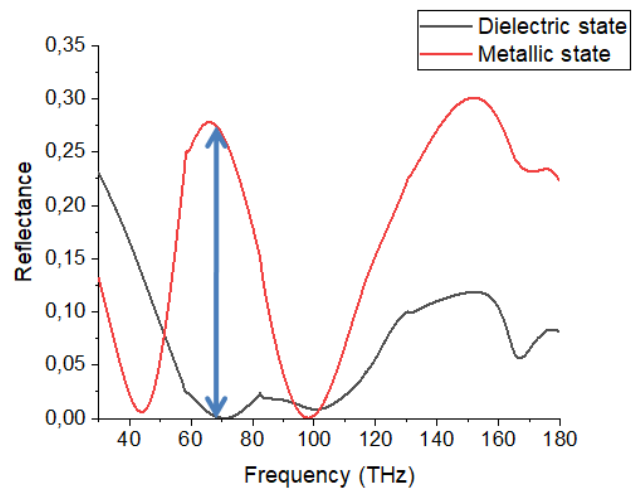


Рис. 2. Коэффициент отражения периодической структуры 1500 нм на основе кремниевых цилиндров с радиусом 500 нм и высотой 500 нм, на которых располагаются диски из диоксида ванадия. Красной линией изображена структура с диоксидом ванадия находящимся в металлическом состоянии, а черным – полупроводниковое.

Состав и структура тонких пленок аморфного нестехиометрического оксида кремния

Непомнящих В.А.¹, Замчий А.О.¹, Старинская Е.М.¹,
Володин В.А.^{2,3}, Баранов Е.А.¹

¹ ИТ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 1

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Тонкие пленки аморфного нестехиометрического оксида кремния (субоксид кремния, $\alpha\text{-SiO}_x$, $0 < x < 2$) широко используются в микроэлектронике, оптоэлектронике и солнечных элементах. Изменение стехиометрии позволяет регулировать показатель преломления в широком диапазоне, что может быть использовано для изготовления широкополосных просветляющих покрытий, широкополосных отражающих зеркал и фильтров интерференционного типа. Кроме того, атомная структура $\alpha\text{-SiO}_x$ влияет на его оптические свойства и может быть описана моделью неупорядоченной случайной сетки (random bonding model, RBM) или моделью смеси фаз (mixture model, MM) [1]. Поэтому определение стехиометрии и атомной структуры аморфного нестехиометрического оксида кремния является актуальной задачей.

Тонкие пленки $\alpha\text{-SiO}_x$ были синтезированы с помощью магнетронного распыления с использованием мишени с-Si (99.99%) и газовой смеси (Ar , O_2) на подложках из кварца и монокристаллического кремния. Мощность магнетрона составляла 120 Вт, а давление в камере 0.5 Па. Концентрация кислорода в пленках варьировалась путем изменения количества кислорода в камере синтеза. Толщины пленок $\alpha\text{-SiO}_x$ были получены из поперечного сечения образца с помощью SEM (JEOL SM 6700 F), а для определения концентрации кислорода в пленках использовался метод EDS.

FTIR (Fourier Transform Infrared Spectroscopy) является неразрушающим и быстрым методом, позволяющим определить концентрации кислорода в структуре $\alpha\text{-SiO}_x$, однако надо определить значение коэффициента пропорциональности (A_0) между содержанием кислорода и интегральной абсорбцией полосы поглощения Si-O-Si, для чего были получены, с помощью Фурье-спектрометра Scimitar FTS 2000 в диапазоне длин волн $400 \div 4000 \text{ см}^{-1}$, спектры пропускания инфракрасного диапазона. Для исследования атомной структуры синтезированных пленок был использован метод XPS на спектрометре SPECS с использованием рентгеновского излучения с характеристической энергией фотонов 1486.6 эВ. XPS спектры измеренных образцов могут быть представлены суперпозицией компонент Si с различной степенью окисления: Si^0 , Si^{1+} , Si^{2+} , Si^{3+} , Si^{4+} .

Из сравнения XPS спектров для пленок со стехиометрическими коэффициентами $x = 0.36; 0.61; 1.48$, можно заметить, что вероятность существования Si^{1+} и Si^{2+} слабо зависят от стехиометрического коэффициента. Это дает возможность

сделать предположение, что синтезированные пленки α -SiO_x описываются промежуточной моделью (intermediate model, IM) [2]. Модель IM предполагает наличие отдельных фаз аморфного кремния Si и стехиометрического оксида SiO₂, а также субоксидов, основной из которых, в данных пленках, это Si³⁺.

Для пленок α -SiO_x подобной структуры, был определен коэффициент пропорциональности A₀ между содержанием кислорода и интегральной абсорбцией полосы поглощения Si-O-Si для стехиометрического коэффициента в области $x = 0.16 \div 2$, который составил 1.9×10^{19} см⁻².

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10079, <https://rscf.ru/project/22-79-10079>, с использованием оборудования для регистрации спектров КРС предоставленного центром коллективного пользования «ВТАН» НГУ.

[1] Baranov E.A. et al., *Physica Status Solidi (a)*, **213**, 1783 (2016).

[2] Gritsenko V.A. et al., *Materials Research Express*, **6**, 116409 (2019).

Влияние высокотемпературного резистивного нагрева на проводимость подложек SiC

Никифоров Д.Ф.¹, Дураков Д.Е.^{1,2}, Петров А.С.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Карбид кремния (SiC) — широкозонный (3.1 эВ) полупроводниковый материал, широко применяющийся в силовой электронике. Кроме того, подложки SiC интересны ещё и тем, что на их поверхности можно формировать двумерные слои графена и силицена. При нагреве SiC свыше 1500 °С с его поверхности активно сублимирует Si, тогда как оставшийся на поверхности углерод формирует слои графена [1]. Одним из способов отжига подложек SiC является резистивный нагрев при пропускании электрического тока через образец. Главное достоинство данного метода заключается в быстродействии. Однако известно, что при изменении температуры меняется и проводимость материала, что, в свою очередь, должно сказаться на величине протекающего через образец тока и в конечном итоге на температуре исследуемого материала. Чтобы производить контролируемый рост графеноподобных слоёв на подложках SiC, необходимо знать, как связаны между собой проводимость и температура подложек SiC при резистивном нагреве. Цель работы — изучить влияние резистивного способа нагрева на проводимость подложек SiC.

Для проведения измерений были подготовлены образцы длиной 8 мм, с различной шириной 1–3 мм, вырезанные из пластины 6H-N SiC(0001) толщиной 0.33 мм с изначальным удельным сопротивлением 0.02–0.1 Ом/см. Образцы нагревались с помощью источника постоянного тока, измерения проводились в условиях сверхвысокого вакуума. Температура образцов измерялась с помощью оптического пирометра.

В ходе экспериментов было установлено, что температура образцов сначала растёт с увеличением силы тока, однако при достижении некоторой характерной величины силы тока, зависящей от ширины образца, температура начинает убывать. Кроме того, изменение температуры сопровождается и изменением проводимости. Зависимость проводимости от пропускаемого через образец тока, изображённая на рис. 1., имеет промежутки возрастания и убывания, которые определяются колебаниями кристаллической решетки, изменением количества собственных носителей и формированием шунтирующего углеродного слоя. Шунтирующий углеродный слой образуется из-за сублимации кремния с поверхности SiC при температурах свыше 1500 °С, в результате чего образуется углеродный слой, обладающий меньшей удельной проводимостью, что приводит к уменьшению мощности, выделяемой на образце, и падению температуры. Было выявлено, что при увеличении ширины образцов уменьшается максимально достижимая температура при резистивном способе нагрева вследствие большей

проводимости образцов. Максимальная температура, равная 1890 °С, была достигнута на образце шириной 1 мм.

Таким образом, для контролируемого формирования слоёв графена на по-

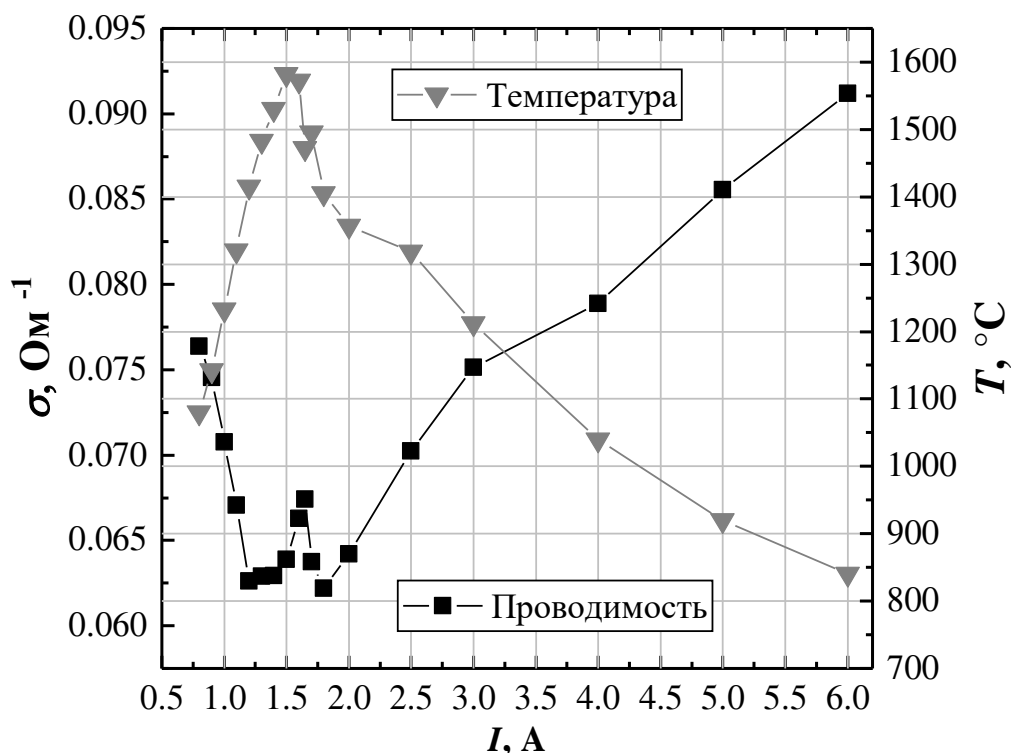


Рис. 1. Зависимость проводимости и температуры образца шириной 2 мм от пропускаемого через него тока.

верхности SiC с помощью резистивного нагрева лучше всего подходят образцы шириной 1 мм, так как на них достигим больший температурный диапазон. Помимо этого, необходимо учитывать, что длительный высокотемпературный отжиг сопровождается формированием шунтирующего слоя, препятствующего дальнейшему нагреву SiC.

[1] Hibino H. et al., *Phys. Rev. Mater.* 7, 054003 (2023).

Влияние отжига на параметры Pt/InAlAs барьеров Шоттки

Парамонова М.А.^{1,2}, Гензе И.Ю.^{1,2}, Аксёнов М.С.^{1,2}, Дмитриев Д.В.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Барьеры Шоттки (БШ), сформированные на поверхности гетероструктур InAlAs/InGaAs, используются при изготовлении фотоприемных устройств и микроволновых полевых транзисторов. Параметры БШ определяют рабочие характеристики и долговременную стабильность данных приборов. Актуальной проблемой является исследование влияния отжига и способа предварительной химической подготовки на параметры БШ [1].

В данной работе изучены электрофизические свойства Pt/InAlAs меза-барьеров Шоттки, сформированных при различных температурах отжига (300, 350 и 400 °С). В первом случае БШ были подвержены только жидкостной обработке в растворе соляной кислоты $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 1:10$, во втором была проведена дополнительно ионная очистка поверхности ионами Ag^+ с энергией 100 эВ непосредственно перед напылением металлов.

ВАХ Pt/InAlAs были измерены при комнатной температуре в отсутствие света. Полученные ВАХ для образцов, отожженных при $T = 400$ °С представлены в полулогарифмическом масштабе на рис. 1.

Для барьеров Шоттки с жидкостной очисткой начальные значения высоты барьера (ϕ_b) находятся в диапазоне 0,71 - 0,75 эВ, коэффициента идеальности n –

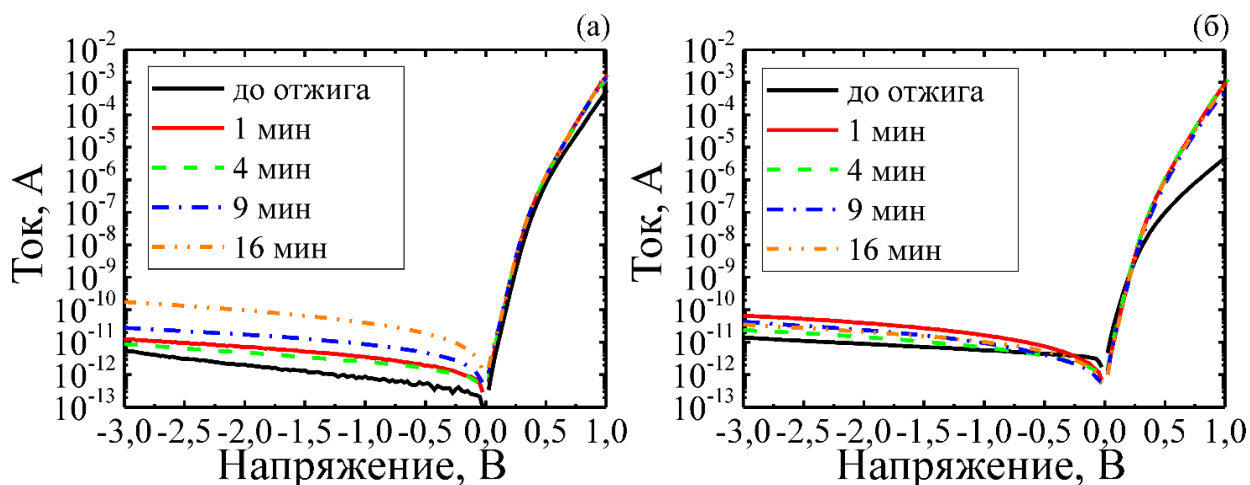


Рис. 1. ВАХ Pt/InAlAs БШ, сформированных после ионной (а) и жидкостной (б) обработок, до и после 1, 4, 9 и 16 мин отжига при температуре 400 °С.

1,4 - 1,53. После отжига значение ϕ_b выросло на 0,02 эВ (при $T = 300$ °С); на 0,03 эВ ($T = 350$ °С); на 0,04 эВ ($T = 400$ °С). Коэффициент идеальности n уменьшается на 0,2 – 0,25 эВ для всех температур после 16 минут отжига.

Начальные значения ϕ_b и n для барьеров Шоттки с ионной очисткой составляют 0,8 – 0,82 эВ и 1,16 – 1,2 соответственно. Для отожженных при $T = 300$ °С образцов ϕ_b имеет максимум со значением 0,83 эВ на 4-й минуте отжига. При отжиге с температурой $T = 350$ °С ϕ_b меняется незначительно, при 400 °С ϕ_b уменьшается до 0,78 эВ (Рис. 2).

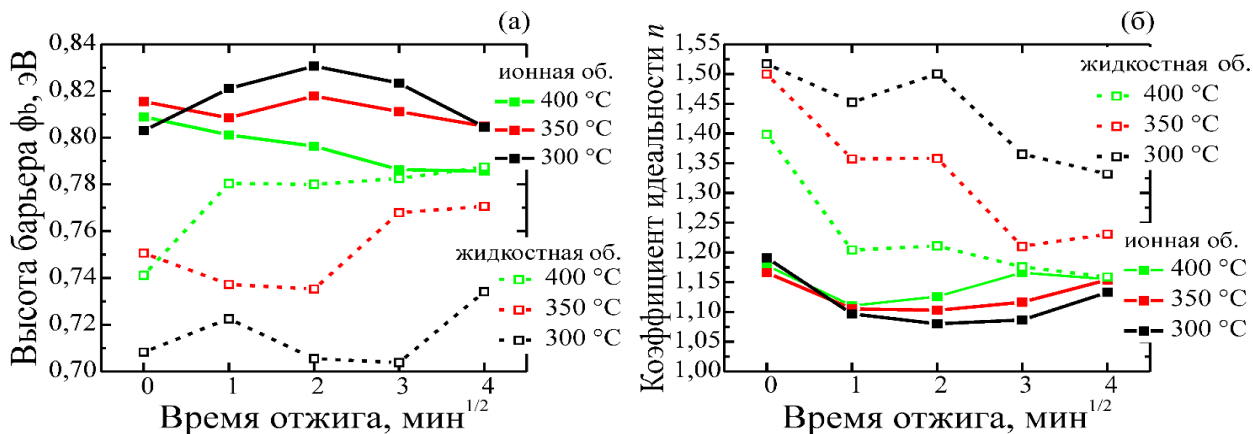


Рис. 2. Графики $\phi_b-t^{1/2}$ (а) и $n-t^{1/2}$ (б) для температур отжига 300 °С (чёрный), 350 °С (красный) и 400 °С (зелёный) для Pt/InAlAs БШ, сформированных после ионной (сплошные линии) и жидкостной обработок (пунктирные линии).

Полученные результаты согласуются с результатами [2] и [3], в которых также исследовалось влияние отжига на электрофизические свойства БШ Pt/InAlAs.

[1] Aksenov M. et al., *Surfaces and Interfaces*, **39**, 102920 (2023).

[2] Fricke S. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 755–757 (1994).

[3] Mahajan A. et al., *IEEE Trans. Electron Devices*, **45**, 2422-2429 (1998).

Высокотемпературная адсорбция индия на поверхность $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ в колонне *in situ* отражательного электронного микроскопа

Пономарев С.А.^{1,2}, Рогило Д.И.¹, Насимов Д.А.¹, Кох К.А.³,
Щеглов Д.В.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

Для создания высококачественных ван дер Ваальсовых гетероструктур и сверхрешеток на основе халькогенидов металлов используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1]. Однако, как и другие методы эпитаксии, МЛЭ слоистых материалов не исключает образование точечных дефектов, двойниковых доменов, образования различных кристаллических фаз и полиморфных модификаций. Некоторые дефекты возникают на границе раздела, когда пленка зарождается и формирует первые слои. В связи с этим, исследование поверхностных процессов – адсорбции, диффузии, зарождения и роста 2D-островков имеет решающее значение для развития ван дер Ваальсовой эпитаксии и решения проблем, препятствующих изготовлению высококачественных гетероструктур в масштабе пластины.

В данной работе, используя *in situ* отражательную электронную микроскопию (ОЭМ), *ex situ* атомно-силовую микроскопию (АСМ) и сканирующую электронную микроскопию (СЭМ) детально изучены стадии высокотемпературной адсорбции In на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$. В ходе *in situ* экспериментов осаждение индия (~1 нм/ч) проводилось в потоке селена (~0.1 нм/с) при температуре

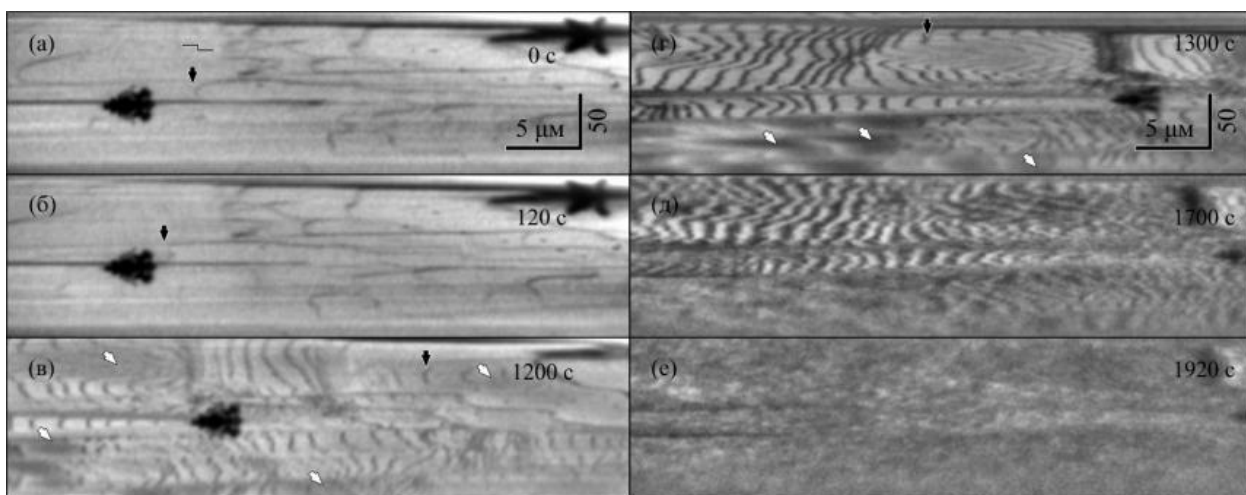


Рис. 1. Последовательные *in situ* ОЭМ-изображения конгруэнтно сублимирующей поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ во время осаждения In: (а, б) восходящее движение атомных ступеней (темные стрелки) в процессе конгруэнтной сублимации, (в, г) зарождение поверхностной In-индуцированной фазы (белые стрелки), (д, е) полное покрытие поверхности In-индуцированной фазой.

сублимации подложки около 400°C [2]. После начала осаждения In на ОЭМ-изображениях наблюдается постепенное увеличение контраста краев ступенек, граничащих с атомно-плоскими террасами, в то же время можно увидеть появление темного контраста на широких террасах (Рис. 1 (в, г)). Процесс соответствует образованию In-индуцированной поверхностной фазы, при полном покрытии террас контраст атомных ступеней и террас размывается (Рис. 1 (д, е)).

Методами *ex situ* АСМ и СЭМ показаны индуцированные осаждением In островки, состоящие из слоев высотой $(0.4+N)$ нм (N – целое положительное число соответствующее количеству террас Bi_2Se_3) (Рис. 2). Островки образуются вследствие движения ступеней Bi_2Se_3 в восходящем направлении, однако в областях с покрытием In-индуцированной фазой сублимация локально подавляется, а ступени $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ высотой 1 нм, огибая эту область (см. схему на рис. 2) создают многослойный островок. Область In-индуцированной фазы толщиной 0.4 нм увеличивается при непрерывном осаждении индия, поэтому каждый нижележащий слой островка занимает большую площадь, чем верхний.

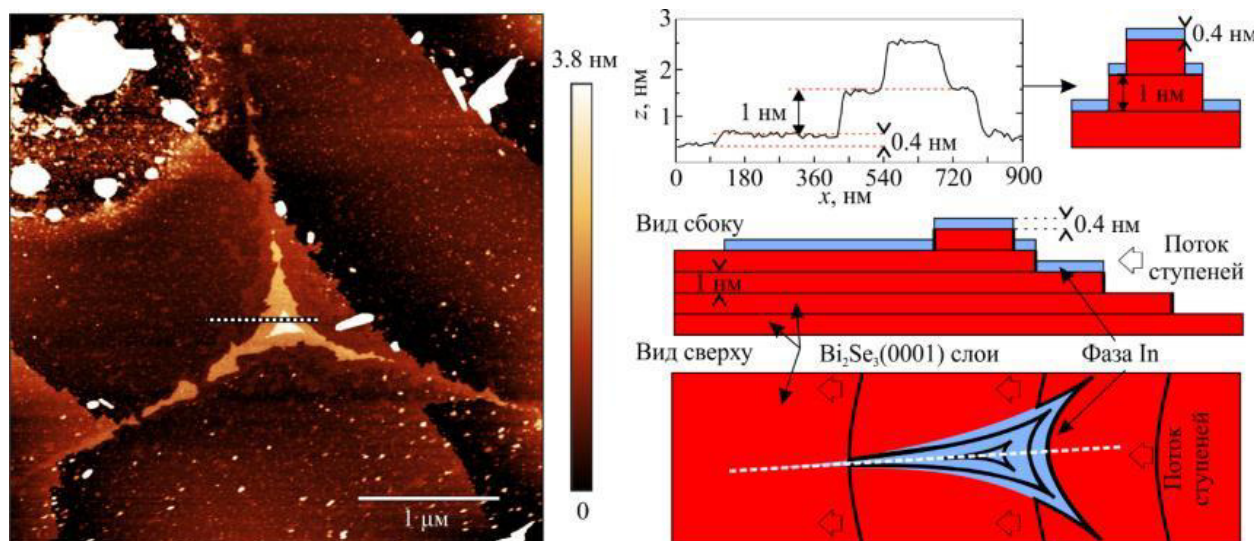


Рис. 2. *Ex situ* АСМ-изображения поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ после осаждения индия в течение 300 с, профиль и схема двухслойного островка, образовавшегося в результате локального подавления сублимации In-индуцированной фазой и сублимационно-индуцированным восходящим потоком ступеней на остальной поверхности. Профиль получен вдоль пунктирной линии на изображении.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры» при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124).

[1] Lasek K. et al., *ACS Nano*, **14**, 8473–8484 (2020).

[2] Ponomarev S.A. et al., *J. Phys. Conf. Ser.*, **1984**, 3–6 (2021).

Молекулярно-динамическое моделирование CVD синтеза графена при различных температурах

Рябов В.О.

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Двумерные материалы являются одним из перспективных направлений в физике твердого тела, одним из таких материалов является графен. Графен обладает выдающимися электронными свойствами, такими как высокая подвижность электронов и высокая теплопроводность. Это делает его идеальным материалом для использования в электронных устройствах, таких как транзисторы и сенсоры. Одним из способов получения графена является химическое осаждение из газовой фазы или CVD синтез. Данный метод является одним из наиболее популярных способов синтеза графена, который позволяет получить высококачественный и однослойный материал. В процессе CVD-синтеза графена газы, содержащие углерод, вводятся в нагретую реакционную камеру, обычно сделанную из меди или никеля. При синтезе атомы углерода реагируют между собой и атомами подложки, образуя графен на поверхности подложки. Свойства полученной графеновой пленки существенно зависят от условий синтеза, и получение графеновой пленки с заданными свойствами является актуальной задачей.

В данной работе было проведено молекулярно-динамическое моделирование CVD синтеза графена на подложке Cu(100) при различных температурах 800 К – 1400 К. Над подложкой задавался горизонтальный поток газа из углерода, атомы которого осаждались на подложку формируя графеновые кольца, за счет образования ковалентных связей между атомами углерода. Моделирование проводилось в программном пакете LAMMPS (Large-scale Atomic/Molecular Massively Parallel Simulator) [1], где в качестве потенциала взаимодействия использовался потенциал REAXFF [2]. На рисунке 1 представлен пример частично сформированного графена на медной подложке при температуре 900 К. Сформировавшаяся

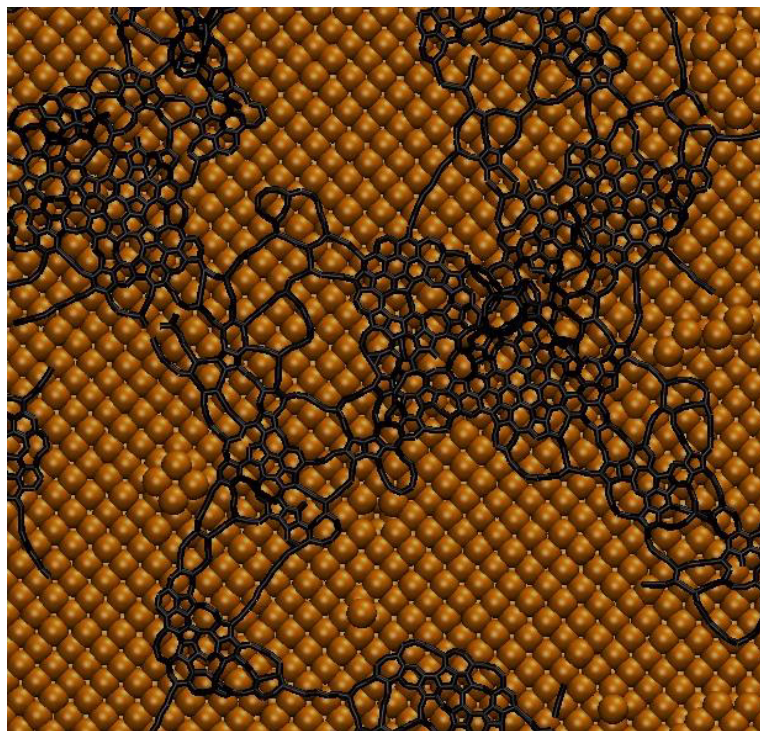


Рис. 1. Иллюстрация частично сформированного графена на медной подложке с кристаллографической ориентацией (100).

графеновая структура на медной подложке качественно согласуется с результатами, представленными в работе [3].

[1] URL:<https://www.lammps.org>.

[2] URL:<https://www.scm.com/product/reaxff>.

[3] Meng L. et al., *J.Phys. Chem. C*, **116**, 6097 (2012).

Датчик магнитного поля на основе InSb

Суханов М.А.¹, Бакаров А.К.¹, Протасов Д.Ю.^{1,2}, Лошкарев И.Д.¹,
Журавлев К.С.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

Датчики магнитного поля на основе эффекта Холла активно используются в различных областях науки и техники. Основными параметрами датчиков Холла являются чувствительность к магнитному полю (S) и температурная стабильность чувствительности. Одним из основных материалов для создания датчиков является полупроводник InSb благодаря высокой подвижности электронов, а также малому относительному изменению концентрации носителей при изменении температуры. Для увеличения температурной стабильности слои InSb легируют. Из-за отсутствия непроводящих подложек InSb, слои InSb для датчиков Холла выращиваются на полуизолирующих подложках GaAs или высокоомных подложках Si. При этом, рассогласование между постоянными решетки InSb и (GaAs/Si) приводит к возникновению на гетерогранице дислокаций, дефектов упаковки и двойникования, которые уменьшают подвижность носителей заряда [1]. Для уменьшения плотности дефектов в слое InSb необходимо использование буферных слоев. В данной работе проведена оптимизация состава буферного слоя для эпитаксиального роста слоев InSb на подложках GaAs. На основе гетероструктуры с наилучшим буферным слоем сформирован датчик Холла. Измерена чувствительность датчика в диапазоне от 77 до 330 К.

Все гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (001). Процесс роста *in-situ* контролировался методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ). После удаления оксида с поверхности подложек GaAs, выращивался слой AlSb толщиной 20 нм. Согласно картине ДБЭ, рост первых монослоев AlSb происходил в трехмерном режиме. По мере увеличения толщины происходил переход к двумерному режиму роста. После слоя AlSb, выращивался буферный слой, состоящий из слоев $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{Sb}$, $\text{In}_{0.85}\text{Al}_{0.15}\text{Sb}$ различной толщины. Было выращено 4 гетероструктуры с различным составом буферного слоя (образцы 1 – 4). После буферного слоя выращивался активный слой InSb толщиной 500 нм. Для определения наилучшего состава буферного слоя морфология поверхности выращенных структур была охарактеризована методом атомно-силовой микроскопии, структурное качество оценено методом рентгеновской дифракции. Подвижность и концентрация электронов измерены методом Ван-Дер-Пау при $T=300$ К и $B=0.2$ Тл. После определения наилучшего буферного слоя на его основе была выращена гетероструктура с легированным кремнием слоем InSb толщиной 0.5 μm - образец 5.

На АСМ изображениях поверхности гетероструктур были обнаружены 3 ос-

новых типа дефектов: ступени (А), холмы (В), состоящие из моноатомных ступеней, а также полные и неполные усеченные пирамиды (С). Холмы (В) вытянуты вдоль одного из направлений, что связано с наличием реконструкции на поверхности при эпитаксиальном росте и соответственно анизотропией диффузии. Параметры носителей заряда и плотность дефектов, выращенных образцов представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Параметры носителей заряда и плотность дефектов выращенных образцов

Образец	n, cm^{-3}	$\mu, \text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$	Плотность дефектов А, cm^{-1}	Плотность дефектов В, cm^{-2}
1	$2.06 \cdot 10^{16}$	31700	856	10^7
2	$2.04 \cdot 10^{16}$	34500	692	$7.5 \cdot 10^6$
3	$1.97 \cdot 10^{16}$	37900	636	$7.1 \cdot 10^6$
4	$2.06 \cdot 10^{16}$	38700	521	$4.4 \cdot 10^6$
5	$4.5 \cdot 10^{17}$	16300		

Согласно таблице 1, по мере уменьшения плотности дефектов А и В, подвижность электронов в слоях InSb увеличивается (образцы 1 - 4). Дефекты типа С неоднородно распределены по поверхности и имеют наименьшую плотность,

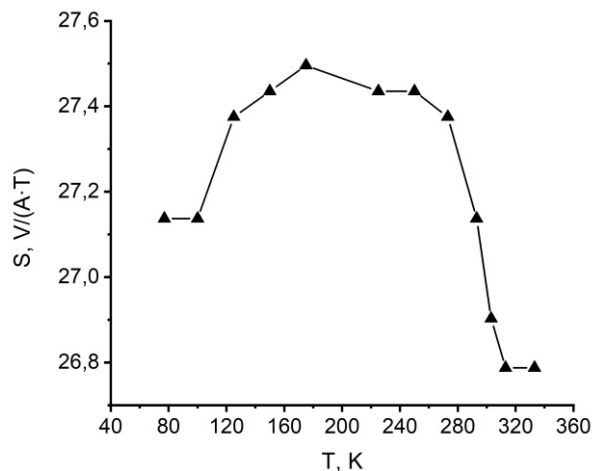


Рис.1. Температурные зависимости чувствительности датчика Холла на основе InSb.

что объясняет их слабое влияние на подвижность. Уменьшение подвижности образца 5 связано с легированием слоя InSb. Датчик магнитного поля был сформирован на основе образца 5 методами фотолитографии и жидкостного травления с напылением металлических контактов Ti/Au.

Измерения чувствительности датчика Холла проводились в режиме постоянного тока при $I = 1 \text{ mA}$ в диапазоне температур $T = 77 - 330 \text{ K}$. На рисунке 1 приведена температурная зависимость чувствительности датчика, величина чувствительности нормирована на ток. Уменьшение чувствительности по мере увеличения температуры связано с увеличением собственной концентрации электронов в слое InSb.

[1] Ball M.A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2138 (2002).

Измерение фотоэдс на поверхности p -GaAs(Cs) методами фотоотражения и фотоэмиссии

Хорошилов В.С., Альперович В.Л.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Явление фотоэдс на поверхности полупроводников заключается в уменьшении величины поверхностного изгиба зон, вызванном разделением фотоиндуцированных электрон-дырочных пар в поверхностном электрическом поле и частичной экранировкой ими этого поля. Фотоэдс приводит к ограничению квантовой эффективности p -GaAs(Cs,O)-фотокатодов с отрицательным электронным сродством (ОЭС) за счет влияния на величину сродства [1,2]. Величина фотоэдс определяется процессами накопления, захвата и рекомбинации носителей заряда на поверхности. Измерение фотоэдс на поверхности p -GaAs(Cs,O) представляет интерес для изучения влияния процессов поверхностного захвата и рекомбинации электронов на фотоэмиссию. Ранее эволюция фотоэдс при адсорбции цезия и кислорода на поверхности p -GaAs изучалась методом спектроскопии фотоотражения, на образцах с умеренным уровнем легирования ($p \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и на специальных UP^+ -структурах с тонким (30–100 nm) нелегированным поверхностным слоем [3]. На поверхности сильнолегированного p^+ -GaAs(Cs,O), с характерным для ОЭС-фотокатодов уровнем легирования $p \geq 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, спектроскопия фотоотражения оказалась неприменимой ввиду малой величины фотоэдс и недостаточной чувствительности метода [4]. Для образцов с высоким уровнем легирования была разработана более чувствительная методика измерения фотоэдс, основанная на влиянии величины поверхностного изгиба зон на ток фотоэмиссии. С помощью новой методики была изучена эволюция фотоэдс на поверхности p -GaAs с уровнем легирования $p = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [5] при адсорбции цезия и кислорода.

В данной работе фотоэдс изучалась на поверхности p -GaAs(Cs) с умеренным уровнем легирования ($p = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), что позволило соотнести результаты, полученные методиками фотоотражения и фотоэмиссии и, таким образом, верифицировать новую методику. В методе спектроскопии фотоотражения измерялась модуляция ΔR коэффициента отражения R пробного пучка света, обусловленная модуляцией поверхностного электрического поля пучком накачки. Для изучения цезий-индуцированных изменений фотоэдс использовался тот факт, что амплитуда осцилляций Франца-Келдыша в спектрах относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R/R$ пропорциональна величине фотоэдс [4]. В методе модуляции фотоэмиссии поверхность освещалась двумя пучками света с одинаковой длиной волны 650 nm, модулированными по интенсивности различными частотами f_1 и f_2 . При этом измерялся фототок ΔI на суммарной и разностной частотах $f_2 \pm f_1$, обусловленный влиянием фотоэдс от одного пучка на ток

фотоэмиссии от другого пучка; фотоэдс определялась как отношение фотоэдс-индуцированного фототока к току фотоэмиссии $\Delta I/I$.

Методы фотоотражения и фотоэмиссии дали качественно близкие зависимости величины фотоэдс от цезиевого покрытия, что подтверждает возможность изучения фотоэдс с помощью предложенной фотоэмиссионной методики. Установлено, что при увеличении цезиевого покрытия фотоэдс падает, причем этот спад наиболее выражен при покрытиях более 0.5 монослоя цезия. Спад фотоэдс вызван, предположительно, формированием при больших покрытиях двумерных металлических цезиевых кластеров на поверхности [6], которые приводят к увеличению скорости поверхностной рекомбинации и, как следствие, к уменьшению плотности фотоиндуцированного поверхностного заряда и величины фотоэдс. Количественные различия полученных разными методами результатов могут быть связаны с изменениями коэффициента пропорциональности между величиной $\Delta I/I$ и фотоэдс в процессе адсорбции цезия за счет изменения электронного сродства поверхности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

[1] Белл Р.Л., *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством*, М.: Энергия (1978).

[2] Herrera-Gómez A., et al., *J. Appl. Phys.*, **79**, 7318 (1996).

[3] Alperovich V.L. et al., *Phys. Rev. B*, **50**, 5480 (1994).

[4] Shen H., Dutta M., *J. Appl. Phys.*, **78**, 2151 (1995).

[5] Хорошилов В.С. и др., *Письма в ЖТФ*, **49**, в.21, 24 (2023).

[6] Alperovich V.L. et al., *Appl. Surf. Sci.* **175**, 175 (2001).

Авторский указатель

Азаров И.А.	30	Махмудиан М.М.	33
Аксёнов М.С.	50	Меркулин К.В.	40
Альперович В.Л.	8, 58	Милехин А.Г.	26
Антонова И.В.	10, 21	Милюшин Д.М.	42
Астанкова К.Н.	30	Миронов Н.А.	44
Бакаров А.К.	24, 56	Мудрый А.В.	14
Баранов Е.А.	46	Мутилин С.В.	28, 36, 42
Бузмакова А.А.	21	Насимов Д.А.	52
Вайнер Б.Г.	16	Непомнящих В.А.	46
Володин В.А.	30, 46	Никифоров Д.Ф.	48
Волошин Б.В.	36	Новиков А.В.	14
Гайдук А.Е.	44	Парамонова М.А.	50
Гензе И.Ю.	50	Петров А.С.	48
Двуреченский А.В.	14	Пех Б.	34
Дураков Д.Е.	48	Погосов А.Г.	24
Дюков И. Ю.	32	Пономарев С.А.	26, 52
Егоров Д.А.	24	Похабов Д.А.	24
Жданов Е.Ю.	24	Протасов Д.Ю.	56
Журавлев К.С.	34, 56	Рогило Д.И.	26, 52
Замчий А.О.	46	Родякина Е.Е.	14
Захожев К.Е.	26	Рябов В.О.	54
Зиновьев В.А.	14	Сарыпов Д.И.	24
Зиновьева А.Ф.	14	Селезнев В.А.	12, 36
Иванов А.И.	21	Смагина Ж.В.	14
Капогузов К.Е.	28, 42	Смирнов А.Н.	34
Кислухин Н.А.	30	Спирина А.А.	40
Кичай В.Н.	28, 42	Старинская Е.М.	46
Комонов А.И.	36	Степихова М.В.	14
Кох К.А.	26, 52	Суханов М.А.	56
Кукенов О.И.	32	Тумашев В.С.	28
Курусь Н.Н.	26	Хорошилов В.С.	58
Латышев А.В.	26, 52	Чжан Ф.	30
Лошкарев И.Д.	56	Шамирзаев Т.С.	13
Майдэбура Я.Е.	34	Шварц Н.Л.	38, 40
Малин Т.В.	34	Щеглов Д.В.	26, 52
Мансуров В.Г.	34	Энтин М.В.	33
Манцуоров Н.Д.	36	Яковкина Л.В.	28, 42
Манцуорова С.В.	38		