

АППН 2024

посвящается 60-летнему юбилею ИФП СО РАН
и 300-летнему юбилею Российской Академии Наук

Школа молодых учёных «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем»



ТЕЗИСЫ

25 – 26 апреля

www.isp.nsc.ru/appn_2024/

Новосибирск 2024

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

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

25 – 26 апреля, Новосибирск

**Новосибирск
2024**

УДК 53

АППН-2024: Тезисы докладов Школы молодых учёных «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем», Новосибирск, 25 – 26 апреля 2024 г. — Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН: Типография ООО «ДигитПро», 2024. — 50 с.

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

© ФГБУН Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН, 2024

Подписано в печать 04.04.24. Формат В5
Усл. печат. 5л, тираж 40. Заказ №304.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Латышев Александр Васильевич

Секретарь

Родякина Екатерина Евгеньевна

Члены организационного комитета

Федина Людмила Ивановна

Щеглов Дмитрий Владимирович

Ситников Сергей Васильевич

Петров Алексей Сергеевич

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 |
| Физические принципы действия и перспективы флэш памяти нового поколения | 8 |
| <i>Гриценко В.А.</i> | |
| Фотоприемные устройства на основе гетероэпитаксиальных структур | 10 |
| <i>Дворецкий С.А.</i> | |
| Актуальные проблемы реализации квантовых вычислений на основе полупроводниковых наноструктур..... | 12 |
| <i>Зиновьева А.Ф.</i> | |
| Перспективное оборудование и технологии для электронно-ионно-плазменной обработки материалов и изделий..... | 13 |
| <i>Коваль Н.Н.</i> | |
| Рентгеновские дифракционные методики исследования наноструктурированных поликристаллических материалов..... | 15 |
| <i>Цыбуля С.В.</i> | |
| Преобразование морфологии поверхности кремния при осаждении Au и Si (Монте-Карло моделирование) | 16 |
| <i>Шварц Н.Л.</i> | |
| СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ | 18 |
| Нелинейный эффект Холла и положительное магнетосопротивление в пленках трехмерного топологического изолятора $(\text{Bi,Sb})_2(\text{Te,Se})_3$ | 19 |
| <i>Баженов А.О., Степина Н.П., Кириенко В.В., Ищенко Д.В., Терещенко О.Е., Жданов Е.Ю.</i> | |
| Исследование процесса формирования аморфных нанокластеров кремния в плёнках монооксида кремния..... | 20 |
| <i>Барнаков А.В., Володин В.А.</i> | |
| Влияние толщины слоя AlN на параметры ДЭГ в НЕМТ-структурах AlGaN/AlN/GaN..... | 21 |
| <i>Башкатов Д.Д., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Протасов Д.Ю., Милахин Д.С., Журавлев К.С.</i> | |
| Формирование структур с квантовыми точками в гетеросистеме GaSbP/AlP методом молекулярно-лучевой эпитаксии | 23 |
| <i>Богомолов Д.Б., Петрушков М.О., Путьято М.А., Абрамкин Д.С.</i> | |

| | |
|---|----|
| Измерение удельного сопротивления массивов вертикально ориентированных углеродных нанотрубок | 25 |
| <i>Боровик А.С., Родякин С.В., Рогило Д.И.</i> | |
| Определение длины электрон-электронного рассеяния в подвешенном двумерном электронном газе методом магнитной фокусировки..... | 27 |
| <i>Егоров Д.А., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Сарыпов Д.И., Бакаров А.К.</i> | |
| Ван-дер-ваальсовый гетероэпитаксиальный рост SnSe ₂ на поверхностях подложек Bi ₂ Se ₃ (0001) и Si(111) | 29 |
| <i>Захожев К.Е., Пономарев С.А., Рогило Д.И., Голяшов В.А., Кох К.А., Щеглов Д.В., Милехин А.Г., Латышев А.В.</i> | |
| Механически напряжённые источники и детекторы поляризованных электронов..... | 31 |
| <i>Кустов Д.А., Русецкий В.С., Голяшов В.А., Демин А.Ю., Рожков С.А., Бакин В.В., Шамирзаев Т.С., Терещенко О.Е.</i> | |
| Монте-Карло моделирование роста кремниевых нанопроволок разной морфологии и ориентации на поверхности Si(100) | 33 |
| <i>Маничурова С.В., Шварц Н.Л.</i> | |
| Разработка электронно-оптической системы для сопряжения спин-детектора Мотта с установкой фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением | 35 |
| <i>Микаева А.С., Голяшов В.А.</i> | |
| Влияние термического отжига на электрофизические характеристики Pt/InAlAs барьеров Шоттки..... | 37 |
| <i>Парамонова М.А., Гензе И.Ю., Аксёнов М.С.</i> | |
| Фазовый переход с температурным гистерезисом в пленках In ₂ Se ₃ /Si(111) | 38 |
| <i>Пономарев С.А., Курусь Н.Н., Голяшов В.А., Рогило Д.И., Мионов А.Ю., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В.</i> | |
| Способ определения энергии активации в реакции 2GeO→Ge+GeO ₂ | 40 |
| <i>Самусь А.Д., Мацынин А.А., Еремин Л.А., Паршин А.С., Кологорцев С.В.</i> | |
| Вязкое течение двумерных электронов сквозь подвешенные GaAs точечные контакты | 42 |
| <i>Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.</i> | |
| Физико-химические особенности формирования Cs _x Sb..... | 44 |
| <i>Соловова Н.Ю., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.</i> | |

| | |
|--|-----------|
| Спектроскопия комбинационного рассеяния света одиночной нанопроволоки GaP с галлиевой каплей | 46 |
| <i>Тараненко А.В., Басалаева Л.С., Фёдоров В.В., Тумашев В.С., Милёхин А.Г.</i> | |
| Спектры потерь энергии отраженных электронов в SiN _x O _y | 48 |
| <i>Тупцова А.А., Паршин А.С., Терещенко О.Е., Голяшов В.А., Масюгин А.Н.</i> | |
| Авторский указатель | 50 |

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ

Физические принципы действия и перспективы флэш памяти нового поколения

Гриценко В.А.

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 13*

Флэш память, подобно магнитному жесткому диску, сохраняет информацию без потребления энергии 10 лет при 85°C. Достоинства флэш памяти: отсутствие движущихся частей, ударопрочность, компактность, мобильность, низкое энергопотребление, быстрое действие, высокая надежность. Недостатками традиционной флэш памяти является низкое быстрое действие (1 мс) и малое (10^4) число циклов перепрограммирования.

Применение флэш памяти: жесткие диски (SSD), мобильные телефоны, USB накопители, фото-кинокамеры, MP3 и видео плееры, персональные навигаторы, биометрические паспорта, пропуска, проездные билеты. Традиционная флэш память хранит информацию в виде заряда электронов в плавающем затворе полевого транзистора. На смену такой памяти пришла TaN-Al₂O₃-Si₃N₄-SiO₂-Si (TANOS) память, разработанная в ИФП СО РАН. В TANOS памяти в качестве запоминающей среды выступает аморфный нитрид кремния (Si₃N₄), информация в котором хранится в виде электронов и дырок, локализованных на глубоких (1.5 эВ) ловушках в Si₃N₄. В отличие от традиционной флэш памяти на нитриде кремния в TANOS памяти в качестве блокирующего диэлектрика, вместо оксида кремния SiO₂, используется диэлектрик (Al₂O₃) с высоким значением диэлектрической проницаемости (high-k dielectric). Использование high-k dielectric в TANOS позволило увеличить время хранения информации при повышенной температуре, увеличить окно памяти, и, таким образом, существенно увеличить надежность флэш памяти.

Разрабатывается флэш память на новых физических принципах. В резистивной (мемристорной) памяти в качестве запоминающей среды выступает диэлектрик, который меняет сопротивление в электрическом поле. Резистивная память имеет высокое быстрое действие (100 псек), большое число циклов перепрограммирования 10^{12} . Резистивная память имеет малый размер ячейки памяти.

Ферроэлектрическая память основана на способности материала (сегнетоэлектрика BaSrTiO₃) хранить информацию в виде спонтанной поляризации доменов. В 2013 г. обнаружена способность нанометровых (5 нм) пленок оксида гафния HfO₂ и оксида циркония ZrO₂ хранить информацию в виде электрической поляризации. Преимуществом такой памяти является совместимость с кремниевой технологией. Ферроэлектрическая память имеет большое число циклов перепрограммирования 10^{12} .

Фазовая память основана на способности материала менять сопротивление

при фазовом переходе из аморфного состояния в кристаллическое и обратно. Фазовая память имеет большой размер запоминающей ячейки.

Магниторезистивная память основана на зависимости сопротивления диэлектрика (MgO) от направления магнитных моментов металлических электродов.

Резистивная и ферроэлектрическая память являются претендентами на универсальную память, сочетающую высокое быстродействие оперативной памяти и энергонезависимость флэш памяти.

Резистивная и ферроэлектрическая память интенсивно изучаются для применения в устройствах нейроморфной электроники. Мемристор (ключевой элемент резистивной и ферроэлектрической памяти) имитирует работу синапса, который соединяет нейроны в мозге. В связи с этим резистивная и ферроэлектрическая память представляют большой интерес для применений в устройствах искусственного интеллекта.

Фотоприемные устройства на основе гетероэпитаксиальных структур

Дворецкий С.А.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 13

В последние десятилетия полупроводники показали превосходные характеристики их использования в широкой области применений инфракрасных (ИК) технологий в тепловидении и различных оптоэлектронных устройствах. Благодаря возможности настройки спектрального диапазона регистрируемого излучения, высокому коэффициенту поглощения, высокой подвижности носителей и большого времени жизни носителей. Развитие эпитаксиальных технологий выращивания наноструктур и гетероструктур полупроводниковых материалов позволили значительно расширить возможности создания фотоприёмных устройств (ФПУ) с использованием различных технологий. Регистрация излучения фотонных ФПУ основана на генерации свободных носителей заряда ($n_{ген}$) в полупроводнике при поглощении излучения (Φ), которые воспринимаются кремниевой интегральной микросхемой считывания сигнала (КИМСС). Предельная эффективность детектора определяется при превышении генерированных носителей заряда $n_{фон}$ фоновым излучением $\Phi_{фон}$ по сравнению с плотностью тепловых носителей заряда ($n_{терм}$), обозначаемого как фоновое ограничение (BLIP) [1]. Конечная формула для BLIP режима записываются как $\Phi_{фон} > G$, где $G = n_{терм} / \alpha \tau$ – скорость термической генерации. Темновой ток термической генерацией как $J_{терм} = G_q$ определяют качество ФПУ, обеспечиваемое полупроводниковым материалом. Тепловое разрешение ФПУ характеризуется параметром эквивалентной шуму разницы температур (ЭШРТ, NETD) определяемой как наименьшее разрешение температур между двумя фоточувствительными элементами (пикселями), который связан с темновым током пикселя ($J_{темн}$), фоновым излучением ($J_{фон}$), емкостью ячейки КИМСС ($N_{яч}$), временем интегрирования и контрастом сцены ($C = (d\Phi_{фон}/dT) / \Phi_{фон}$) в соответствии с формулой:

$$\text{ЭШРТ} = (1 + J_{темн} / J_{фон}) / (\sqrt{N_{яч}} \times C).$$

Расчеты темнового тока и ЭШРТ для различных объемных и наноразмерных полупроводниковых материалов в составе гетеро- и наноструктур III-V соединений (InSb, InAs и тройных растворов, наноструктур GaAs/AlGaAs, InAs/GaInSb) и II-VI соединения (HgCdTe и наноструктур CdTe/HgTe) показали преимущество HgCdTe для работы при повышенных температурах [1,3]. Технологии материала HgCdTe и ФПУ достаточны сложны, что определяет в настоящее время высокую стоимость изделия и ограничивает спектр применений. Тем не менее, этот материал занимает лидирующее место для высокочувствительной ИК-техники, благодаря чувствительности в широком спектральном диапазоне ИК и ТГц излучений, возможности создания многоцветных ФПУ.

В настоящее время для выращивания гетеро-наноструктур HgCdTe применяются два основных метода эпитаксиального роста: жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ, LPE) и парофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (МОПФЭ, MOCVD) и молекулярных потоков (МЛЭ, МПЭ, МВЕ). Проведения фундаментальных исследований физико-химических процессов роста, легирования и механизмов образования дефектов в методах МОПФЭ и МЛЭ позволили разработать технологию выращивания гетероструктур слоев HgCdTe высокого качества на согласованных по параметру кристаллической решетки подложках CdZnTe и созданных «альтернативных» подложках CdTe/ZnTe/GaAs (Si) [4]. Технология МЛЭ имеет рядом преимуществ перед другими такие как: низкая температура выращивания; контроль параметров *in situ*; отсутствие агрессивной среды. В настоящее время получены первые результаты процессов роста слоев HgCdTe на подложках их Si диаметром 8 дюймов (203.2 мм) [5].

Для производства гетероструктур HgCdTe разработано и производится высокопроизводительное автоматизированное технологическое оборудование МЛЭ на основе сверхвысоковакуумных установок, оснащенные аналитическими средствами контроля процессов и их управления. Проведены разработки и технологии линейчатых и матричных фоточувствительных элементов (МФЭ) на основе N⁺-р и P⁺-n переходов, КИМСС, сборки МФЭ и КИМСС по методу флип-чип (flip chip), вакуумных констатируемых корпусов (ВКК), микрокриогенных систем охлаждения (МКСО) и окончательного монтажа сборки в ВКК и сопряжения ВКК с МКСО в составе охлаждаемых ФПУ. В настоящее время производятся ФПУ на основе КРТ различных форматов до мегапиксельного формата (4094x4096 элементов) для различных спектральных диапазонов. Достигнуты высокие температуры работы до 150 К ФПУ, разработанные по SWaP технологиям. Для конструкций МФЭ на основе nВn гетероструктур и наноструктур HgCdTe пока предельные характеристики, сравнимы с твердым раствором не достигнуты, что связано с физическими ограничениями свойств и трудностями их изготовления.

В ИФП СО РАН создан замкнутый цикл производства ИК ФПУ [4] от технологии гетероструктур, технологии ФПУ до конечного изделия форматов 4x288, 320x256, 640x512, 1500x1500, 2000x2000 и мозаичных 3000x3000 элементов на основе N⁺-р переходов для регистрации излучения в спектральных диапазонах 1–3, 3–5 и 8–10 мкм, работающие при температурах до 120 К.

[1] Kinch M.A. SPIE Press, Bellingham, USA (2007).

[2] Kinch M.A. SPIE Press, Bellingham (2014).

[3] Rogalski A. Proc. SPIE, **10433** (2017).

[4] Фотоприемные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур / под ред. А.Л. Асеева, Новосибирск, изд. СО РАН (2012).

[5] Reddy M. et.al. J. Electr. Mat., **48(10)**, 6040 (2019).

Актуальные проблемы реализации квантовых вычислений на основе полупроводниковых наноструктур

Зиновьева А.Ф.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

В докладе будут представлены последние результаты по реализации квантовых вычислений на базе полупроводниковых наноструктур и сформулированы основные проблемы в этой области. Будут даны основные понятия и подходы к решению озвученных проблем. Будет сделан обзор по основным направлениям реализации: 1) модель Кейна на атомах фосфора, 2) квантовые точки, 3) экситоны, 4) жидкий свет Кавокина, 5) топологически защищенные состояния. Будет проведено обсуждение проблемы выполнения критериев Ди Винченцо для всех рассматриваемых направлений.

Перспективное оборудование и технологии для электронно-ионно-плазменной обработки материалов и изделий

Коваль Н.Н.

Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

Рассмотрены принципы действия, конструкции и основные параметры электронно-ионно-плазменного оборудования для модификации поверхности материалов и изделий с целью улучшения их физико-механических и эксплуатационных свойств.

Для генерации газоразрядной плазмы в значительных (доли м³) вакуумных объёмах используются несамостоятельные дуговые и тлеющие разряды, функционирующие при давлении (0.1–1) Па, токах десятки-сотни ампер, напряжении горения разряда десятки-сотни вольт, что позволяет создавать достаточно однородную плазму с концентрацией (10⁹–10¹¹) см⁻³, которая используется для обработки помещённых в неё материалов и изделий.

Приведены примеры созданных установок и реализованных процессов ионно-плазменной очистки, активации и азотирования поверхности режущего инструмента и штамповой оснастки, что позволило в разы увеличить их срок службы.

Описана серия установок для комбинированной ионно-плазменной обработки поверхности, включающей электронно-ионное азотирование в плазме несамостоятельного дугового разряда низкого давления с последующим электродуговым плазменно-ассистированным напылением твёрдого наноструктурированного функционального слоя, толщиной несколько микрометров, имеющего высокую адгезию с подложкой и обеспечивающего существенное улучшение износостойких и трибологических свойств обработанной таким образом поверхности изделий.

Другим примером установки для модификации поверхности является импульсная электронно-пучковая установка “СОЛО”, основанная на использовании плазмы дугового разряда в качестве эффективной среды, эмитирующей электроны. Ускоренные постоянным высоким напряжением до энергии ≈ 20 кэВ электроны воздействуют на электропроводящие подложки, приводя к импульсному нагреву со скоростью до 10⁹ К/с на площади в несколько квадратных сантиметров до температур плавления материала. При этом за счёт сил поверхностного натяжения расплава происходит сглаживание поверхности, т.е. электронно-пучковая полировка. Последующее сверхбыстрое охлаждение поверхности со скоростью до 10⁸ К/с приводит к её наноструктуризации и, следовательно, улучшению физико-химических, механических и других свойств, что можно использовать в науке и промышленности.

Рассмотрены также установки для комплексной электронно-ионно-плазменной модификации (очистка, активация, азотирование, нанесение покрытий и электронно-пучковый миксинг) поверхности материалов и изделий.

Комплексная обработка поверхности, реализованная в едином вакуумном цикле, позволяет в разы увеличить износостойкость модифицированной поверхности образцов и изделий по сравнению с процессами обработки в вакуумноразобщённых установках. Приведены примеры процессов модификации поверхности конкретных изделий для улучшения эксплуатационных свойств.

В заключении приведено описание и технологические возможности вакуумного электронно-ионно-плазменного стенда (ВЭИПС) для *in situ* с использованием синхротронного излучения исследования роста поверхностных структур в процессе вакуумного электродугового плазменно-ассистированного напыления функциональных покрытий. Реализованы процессы синтеза покрытий с использованием рентгеновской диагностики их структурно-фазового состояния с использованием синхротронного излучения одного из каналов установки ВЭПП-3 Института ядерной физики СО РАН. Рассмотренный метод позволит оптимизировать структурно-фазовый состав создаваемых слоёв и покрытий, существенно сократив время для разработки упрочняющих технологий.

Рентгеновские дифракционные методики исследования наноструктурированных поликристаллических материалов

Цыбуля С.В.

*Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 5*

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

Рентгеновская дифракция является основным методом установления кристаллических структур новых соединений (рентгеноструктурный анализ) и идентификации известных кристаллических фаз (рентгенофазовый анализ). Однако нанокристаллические системы являются объектами особой сложности для дифракционных методов из-за размытости и, как принято считать, низкой информативности дифракционных картин. Тем не менее, современные методики рентгеноструктурного анализа нанокристаллов позволяют оценивать соответствие атомной структуры наночастиц структуре их кристаллических аналогов, а также определять наноструктурные параметры, характеризующие форму частиц, распределение частиц по размерам, способы их стыковки при образовании когерентных наноструктур [1].

В первую очередь, это метод моделирования полного профиля дифракционных картин на основе формулы Дебая (Debye Function Analysis – DFA) [2], позволяющий рассчитывать рассеяние рентгеновских лучей от произвольной совокупности атомов. Также из картин рассеяния рентгеновских лучей могут быть напрямую получены функции радиального распределения атомов [3]. Отдельный интерес представляют одномерно разупорядоченные структуры с высокой концентрацией планарных дефектов и так называемые 1D наноструктуры когерентного типа. В этом случае могут наблюдаться разнообразные эффекты (смещение пиков, их анизотропное уширение, появление не «брэгговских» максимумов), связанные с частичным нарушением геометрии идеальной решетки и диффузным рассеянием рентгеновских лучей. Метод расчета рентгенограмм от 1D разупорядоченных объектов [4] позволяет интерпретировать подобные экспериментальные данные, извлекая информацию о типе, концентрации планарных дефектов и/или характере стыковки разнородных кристаллических блоков.

Эти и другие методики, а также примеры их использования при изучении наноразмерных и наноструктурированных систем, находящихся в поликристаллическом состоянии, будут представлены в докладе.

[1] *Наноструктурированные оксиды / под. ред. С.В. Цыбули, НГУ (2016).*

[2] *Цыбуля С.В., Яценко Д.А., ЖСХ, 53, S155 (2012).*

[3] *Мороз Э.М., ЖСХ, 53, S66 (2012).*

[4] *Drits V.A., Tchoubar C., X-Ray Diffraction by Disordered Lamellar Structures, Springer, Berlin Heidelberg (1990).*

Преобразование морфологии поверхности кремния при осаждении Au и Si (Монте-Карло моделирование)

Шварц Н.Л.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск,
пр. К. Маркса, 20

Дан обзор преобразования поверхностей Si(100), Si(111), Si(110) и Si(311) при осаждения различных доз золота в широком диапазоне температур. Представлены результаты Монте-Карло моделирования процессов формирования и движения капель расплава Au-Si по этим поверхностям в процессе осаждения Au при температурах выше $T_{\text{evt(Au-Si)}}$ [1]. Причиной движения капель являются стремление к достижению равновесной концентрации кремния в объеме капли за счет растворения кремниевой подложки и асимметрия боковой границы капля-кристалл. Асимметрия вызывает направленное движение капель расплава Au-Si по поверхности Si. Если на поверхности (111) капли направленно двигаются только по вицинальным поверхностям, так как латеральная граница раздела капля кристалл симметрична, и асимметрия вызвана ступенями вицинальной поверхности, то на поверхностях (011) и (311) асимметрична сама форма ямок травления под каплей (Рис.1). Различия в форме ямок травления и капель над ними связаны с

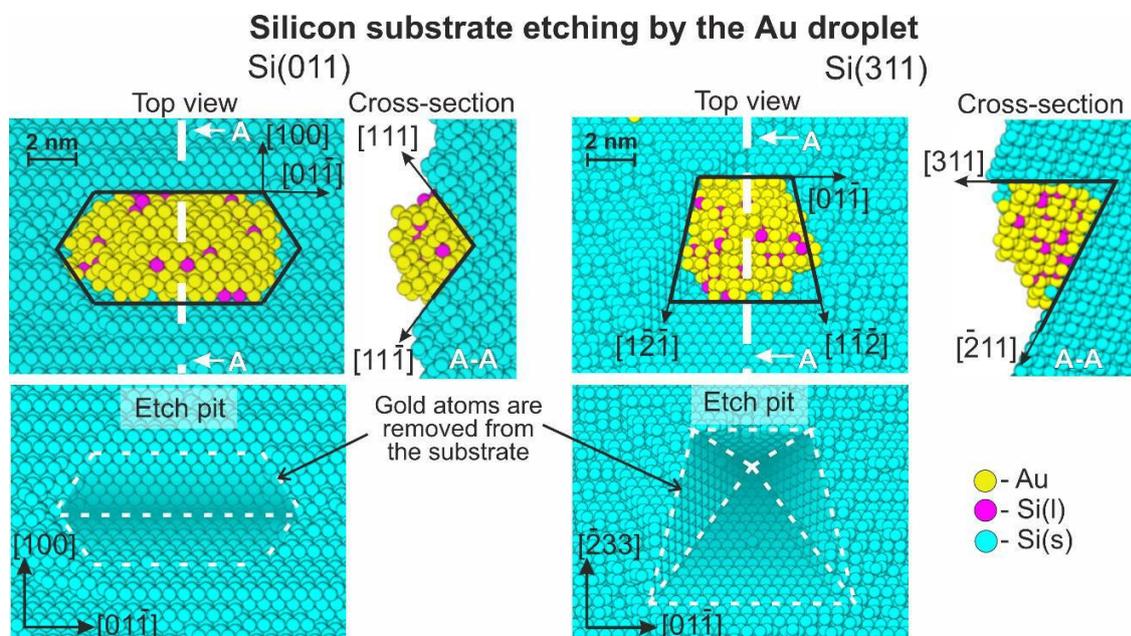


Рис.1. Фрагменты модельных поверхностей Si(011) и Si(311) с каплей расплава Au-Si при температуре 800 K): вид сверху и поперечное сечение вдоль A-A (черными линиями отмечена форма ямки травления) и 3D изображение ямки травления под каплей.

анизотропией растворения поверхностей кремния разной ориентаций расплавом Au-Si. Симметрия фасеток с узких сторон ямки приводит к равной вероятности растворения кремниевой подложки Si(011) с краев пересечения фасеток {111}. Поэтому капля может двигаться как в направлении [01-1], так и [0-11]. Выбор направления движения задается наиболее шероховатым узким краем ямки травления. Равновероятное движение капель в направлениях [01-1] или [0-11] наблюдалось и на поверхности Si(311).

При осаждении Si на поверхности кремния разной ориентации, содержащими капли золота, происходит рост кремниевых нанопробирок (НП). Проанализированы условия роста планарных НП на поверхности Si(001). Показано, что направление роста НП на Si(100) определяется свойствами поверхности. На атомарно чистой поверхности происходит рост наклонных НП. Необходимым условием планарного роста НП является пассивация поверхности, которая приводит к увеличению смачиваемости поверхности кремния расплавом Au-Si. Пассивирующий слой меняет контактный угол капли с поверхностью и увеличивает связь НП с поверхностью, приводя к планарному росту НП. Получены зависимости морфологии растущих проволок от температуры и скорости осаждения кремния. Исследованы возможные направления роста планарных НП. Планарный рост возможен в $\langle 011 \rangle$ или $\langle 001 \rangle$ направлениях. Показано, что рост в направлениях $\langle 001 \rangle$ происходит из-за растворения подложки при недостаточном притоке кремния в каплю из внешнего потока. Изменение направления роста планарных НП связано с изменением направления диффузионного сбора кремния в каплю из-за встраивания адатомов Si в соседние нанопроволоки или кластеры кремния. На Рис.2 представлена диаграмма в координатах температура – скорость осаждения Si, демонстрирующая области роста планарных НП разной морфологии и направления роста.

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

[1] Mantsurova S.V., Shwartz N.L., *Surfaces and Interfaces*, **41**, 103193 (2023).

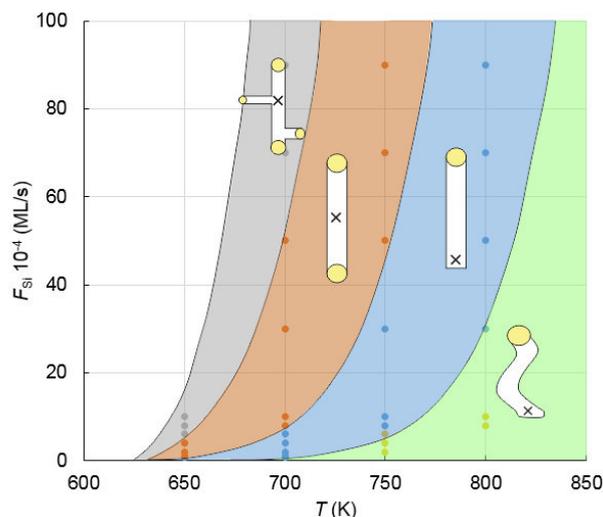


Рис.2. $T - V_{Si}$ диаграмма демонстрирующая зависимость морфологии планарных НП Si от температуры и скорости осаждения кремния на пассивированной поверхности Si(100). Схематично изображены возможные варианты роста НП (начальное положение капли до начала осаждения кремния показано крестиком).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Нелинейный эффект Холла и положительное магнетосопротивление в пленках трехмерного топологического изолятора $(\text{Bi,Sb})_2(\text{Te,Se})_3$

Баженов А.О.^{1,2}, Степина Н.П.¹, Кириенко В.В.¹, Ищенко Д.В.¹, Терещенко О.Е.^{1,2}, Жданов Е.Ю.¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

Сочетание симметрии обращения времени и сильного спин-орбитального взаимодействия в трехмерных топологических изоляторах (ТИ) приводит к образованию на их границе раздела с тривиальными изоляторами поверхностных состояний, закон дисперсии которых описывается нечетным числом конусов Дирака с направлением спина, ортогональным волновому вектору, и однозначно с ним связанным. При этом поверхностные состояния устойчивы к обратному рассеянию на немагнитных примесях и дефектах. Благодаря данным свойствам ТИ являются перспективными материалами для их использования в качестве основы для спин-зависимых устройств.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование магнетотранспортных свойств пленок четырехкомпонентного топологического изолятора на основе халькогенидов висмута и сурьмы (BSTS), выращенных с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке Si(111). Обнаружено положительное магнетосопротивление (МС), не насыщающееся вплоть до полей 4 Т. При его описании в области малых полей функцией Хиками наблюдаются значения префактора α , превышающие теоретические значения в рамках модели слабой антилокализации (САЛ). Высоко-полевая часть МС слабо чувствительна к направлению магнитного поля и может быть описана с учетом электрон-электронного взаимодействия в условиях Зеемановского расщепления, которое в BSTS системе может быть достаточно большим из-за большого значения g -фактора ($\sim 50-100$). Одновременно эффект Холла не является линейным в области слабых магнитных полей, где наблюдается САЛ. Увеличение коэффициента Холла в области малых магнитных полей по отношению к значениям в сильных магнитных полях может достигать величин более 10%.

Для совместного описания МС и эффекта Холла предложена модель, основанная на открытии щели в дираковском спектре поверхностных состояний за счет эффекта Зеемана и соответствующем перераспределении транспортных потоков. Этот механизм, совместно с эффектом САЛ и электрон-электронного взаимодействия, позволяет качественно объяснить наблюдаемые экспериментальные эффекты. Для проверки предложенной модели проведено исследование МС и эффекта Холла в транзисторной структуре в зависимости от температуры и напряжения на затворе.

Исследование процесса формирования аморфных нанокластеров кремния в плёнках монооксида кремния

Барнаков А.В.^{1,2}, Володин В.А.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

Диэлектрические плёнки содержащие аморфные нанокластеры полупроводников интересны как с фундаментальной точки зрения, так и для применения в нано- и оптоэлектронике. Например, плёнки монооксида кремния (SiO – монокс) используются как просветляющее покрытие, а также в новых элементах памяти – мемристорах. Известно, что при нагреве плёнок монокса идёт реакция диспропорционирования $2SiO \rightarrow Si + SiO_2$ с образованием кластеров аморфного кремния. Кинетика этой реакции исследована недостаточно.

Исходные плёнки SiO были приготовлены методом электронно-пучкового испарения в вакууме 10^{-6} Па и осаждения на подложки из монокристаллического кремния и кварца при комнатной температуре. Наличие и фазовый состав нанокластеров кремния в плёнках были исследованы с применением методов спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), ИК-спектроскопии и эллипсометрии.

Для формирования аморфных нанокластеров кремния в плёнках SiO были использованы печные отжиги в атмосфере воздуха и в вакууме. По данным эллипсометрии контролировались толщина и оптические константы плёнок, и их изменение после отжигов. По данным ИК-спектроскопии наблюдалось изменение частоты валентных колебаний $Si-O$ связей, связанное с изменением после отжигов стехиометрического состава матрицы, окружающей нанокластеры аморфного кремния. По данным КРС обнаружено, что при отжиге $600^\circ C$ (в атмосфере воздуха) происходило некоторое увеличение количества связей $Si-Si$, однако заметного роста аморфных нанокластеров кремния не наблюдалось. Такая температура низка для диффузионно-лимитируемого роста нанокластеров кремния. Далее проводились отжиги в вакууме при температуре 850 и $910^\circ C$, после которых в образцах заметно вырос пик КРС от $Si-Si$ связей, что означает собирание избыточного кремния в кластеры. Также при данных отжиге произошло уплотнение слоя SiO и увеличение его показателя преломления, что соответствует увеличению количества $Si-Si$ связей.

Обсуждается также возможность Оствальдовского созревания нанокластеров в процессе отжигов при температурах 850 и $910^\circ C$.

Влияние толщины слоя AlN на параметры ДЭГ в НЕМТ-структурах AlGaN/AlN/GaN

Башкатов Д.Д.^{1,2}, Малин Т.В.¹, Мансуров В.Г.¹, Протасов Д.Ю.^{1,2}, Милахин Д.С.^{1,2}, Журавлев К.С.¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) на основе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) AlGaN/GaN с двумерным электронным газом (ДЭГ) являются очень востребованными электронными компонентами для силовых и сверхвысокочастотных применений благодаря высоким значениям подвижности и концентрации электронов в ДЭГ, обусловленных наличием сильных встроенных поляризационных полей спонтанного и пьезоэлектрического характера [1]. Для достижения рекордных характеристик рабочих устройств, использующих в своей конструкции транзисторы на основе нитридных НЕМТ-структур, необходимо обеспечить наилучшие электрофизические параметры ДЭГ.

Одним из подходов к увеличению плотности двумерного электронного газа является повышение мольной доли x Al в барьерном слое $Al_xGa_{1-x}N$. Однако рост структур AlGaN с высоким содержанием Al сопряжен с падением подвижности ДЭГ из-за ухудшения качества гетерограницы AlGaN/GaN, увеличения сплавного рассеяния носителей заряда и рассеяния на шероховатости гетерограницы AlGaN/GaN [2].

Для уменьшения влияния данных механизмов рассеяния было предложено вводить очень тонкий (1–5 нм) слой AlN между активным слоем GaN и барьерным слоем AlGaN [3]. Включение тонкой прослойки AlN в гетерограницу AlGaN/GaN увеличивает поляризационный эффект, приводя к большему разрыву зон и создавая двумерный электронный газ с более высокой плотностью. Кроме того, за счет уменьшения влияния сплавного рассеяния, резко повышается подвижность ДЭГ. В связи с

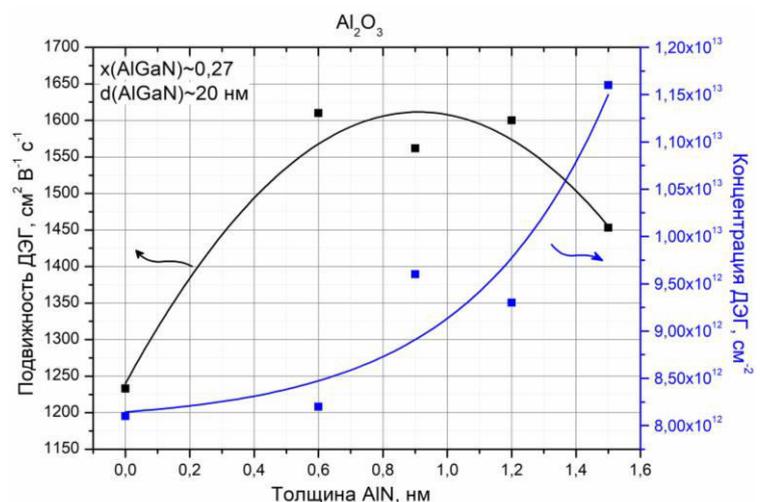


Рис. 1. Электрофизические параметры ДЭГ в AlGaN/AlN/GaN ГЭС при толщине слоя AlN от 0 нм до 1,5 нм. Черная кривая - подвижность ДЭГ, синяя кривая - концентрация ДЭГ.

этим, контроль толщины слоя AlN является очень важной задачей, поскольку речь идет об очень малых толщинах. В данной работе исследовано влияние толщины слоя AlN, используемого в качестве модификатора потенциального профиля квантовой ямы, на электрофизические параметры двумерного электронного газа в НЕМТ-структурах AlGaN/AlN/GaN.

Структуры AlGaN/AlN/GaN выращивались на установке аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии (Riber Compact-21 NH₃-МЛЭ) на подложках сапфира с учетом варьирования толщины слоя AlN от 0 до 1.5 нм. Кроме того, был сформирован контрольный образец без модификатора квантовой ямы AlN, т.е. AlGaN/GaN. Барьерный слой AlGaN выращивался при фиксированном содержании Al (27%) и толщине слоя 20 нм. До формирования AlGaN/AlN/GaN ГЭС на первом этапе проводилась нитридизация подложек Al₂O₃, с последующим ростом буферных слоев AlN 350 нм и GaN 1.5 мкм.

Проведено исследование электрофизических параметров ДЭГ (подвижности и концентрации) для серии структур с варьируемой толщиной слоя AlN. Результаты представлены на Рис.1. Из Рис.1 видно, что подвижность ДЭГ сначала повышается с увеличением толщины AlN, достигая максимальных значений при толщине AlN около 1 нм. Затем происходит постепенное снижение подвижности из-за рассеяния на шероховатостях гетероперехода AlN/GaN. Повышение толщины AlN одновременно стимулирует углубление и сужение квантовой ямы ДЭГ. В результате доминирующими становятся механизмы рассеяния на шероховатостях гетероперехода AlN/GaN. Как и ожидалось, концентрация ДЭГ непрерывно возрастала в результате усиления пьезоэлектрического эффекта и углубления квантовой ямы.

После отработки толщины слоя AlN на подложках сапфира были выращены структуры с различными толщинами AlN 1.0 и 1.4 нм на подложках SiC и получены следующие электрофизические параметры двумерного газа $\mu=1860 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $n=1.06 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, и $\mu=1310 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $n=2.0 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, соответственно. Сравнительный анализ полученных в данной работе результатов с результатами мирового Al₃-нитридного сообщества показал, что значения подвижности и концентрации ДЭГ находятся на достаточно высоком уровне.

[1] Ambacher O. et al., *J. Appl. Phys.*, **85(6)**, 3222 (1999).

[2] Zhang Y. et al., *J. Appl. Phys.*, **85(1)**, 587 (1999).

[3] Hsu L. et al., *J. Appl. Phys.*, **89(3)**, 1783(2001).

Формирование структур с квантовыми точками в гетеросистеме GaSbP/AlP методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Богомолов Д.Б.¹, Петрушков М.О.¹, Путьято М.А.¹, Абрамкин Д.С.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

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

Одной из значимых задач современной полупроводниковой науки является создание элементов универсальной памяти, которые позволят объединить в одном устройстве быстродействие оперативной памяти и длительное энергонезависимое хранение данных [1]. Это обеспечит существенное повышение производительности и энергоэффективности систем памяти. Подобные устройства могут быть созданы на основе ячеек флеш-памяти с использованием массивов полупроводниковых $A^{III}B^V$ самоорганизованных квантовых точек (КТ) в качестве плавающего затвора [2]. Применение соединений $A^{III}B^V$ позволит повысить быстродействие и увеличит срок службы приборов по сравнению с кремнием.

В работе проводилось исследование процессов формирования КТ в зависимости от температуры подложки и соотношения потоков молекул сурьмы и фосфора. Рост структур с КТ осуществлялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). КТ формировались из потока атомов галлия, молекул Sb_4 и P_2 на буферных слоях AlP/GaP, выращенных на подложках GaAs(001) (Рис.1). Скорость осаждения Ga при формировании КТ составляла 0.23 монослоя в секунду при температуре 450°C.

Рост КТ контролировался *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). На основании анализа данных дифракционных картин (Рис.2) была определена зависимость критической толщины ($D_{eff}(T_S)$) зарождения КТ от условий роста. Оценка состава КТ выполнена путем сравнения расстояний между точечными и линейными рефлексами (L_{QD} и L_{2D} соответственно). Степень релаксация КТ определена по соотношению вертикальных (H) и горизонтальных (L) расстояний между точечными рефлексами.

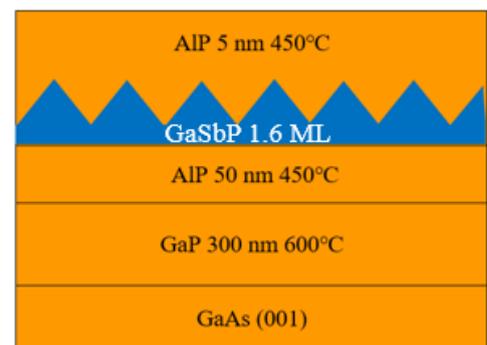


Рис.1. Схема гетероструктуры с КТ GaSbP/AlP.

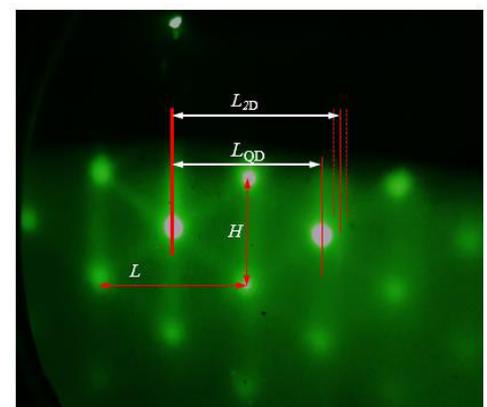


Рис.2. ДБЭО изображение GaSbP/AlP КТ.

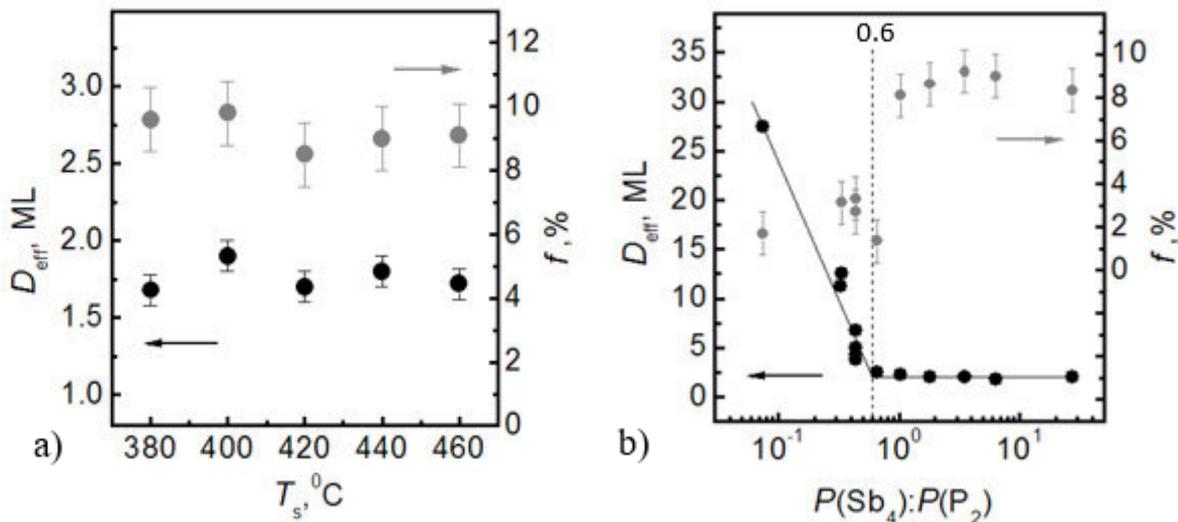


Рис.3. Полученные зависимости $D_{eff}(T_s)$ и $f(T_s)$ а) от температуры подложки и б) от соотношения потоков Sb_4 и P_2 .

Построена температурная зависимость критической толщины формирования КТ и величины рассогласования ($f(T_s)$) параметров решеток между КТ и материалом матрицы (Рис.3а). Как видно из Рис.3а, при формировании КТ данные параметры меняются незначительно. Это позволяет утверждать, что КТ состоят из материала с малым (не более 10%) содержанием Р. Также было обнаружено, что КТ формируются почти полностью релаксированными.

Построена зависимость критической толщины формирования КТ и величины рассогласования параметров решеток между КТ и материалом матрицы от соотношения потоков молекул Sb_4 и P_2 (Рис.3б). Как видно из Рис.3б $D_{eff}(P(Sb_4):P(P_2))$ слабо меняется от 1.7 до 2.25 МС при снижении соотношения давления в потоках молекул Sb_4 и P_2 от 27 до 0.6, в то время как при снижении соотношения ниже 0.6 критическая толщина начинает резко расти вплоть до 27.5 МС. Величина рассогласования параметров решётки также уменьшается скачком до 2%. Это позволяет утверждать, что КТ состоят из материала с большим содержанием Р вплоть до 90%. Было обнаружено, что КТ формируются почти полностью релаксированными.

[1] Tizno O. et al., *Scientific Reports* **9**, 8950, (2019).

[2] Bimberg D. et al., *NVMTS*, **19**, 8986178 (2019).

Измерение удельного сопротивления массивов вертикально ориентированных углеродных нанотрубок

Боровик А.С.¹, Родякин С.В.², Роголо Д.И.²

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

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

Исследование свойств углеродных нанотрубок (УНТ) представляет интерес для современной науки. Благодаря своим уникальным свойствам УНТ могут использоваться во многих устройствах от рентгеновских аппаратов до космических лифтов. Однако сейчас актуальной проблемой является поиск способов выращивания массива вертикально ориентированных углеродных нанотрубок с необходимыми физическими свойствами.

В данном докладе представлена работа с образцами, выращенными методом химического осаждения из газовой фазы на кремниевой подложке из металлических частиц при температурах 625–725°С. Проведены измерения высоты массива вертикально ориентированных углеродных нанотрубок и их удельного сопротивления методом Ван дер Пау. Построена зависимость удельного сопротивления слоя пленки от высоты (Рис.1).

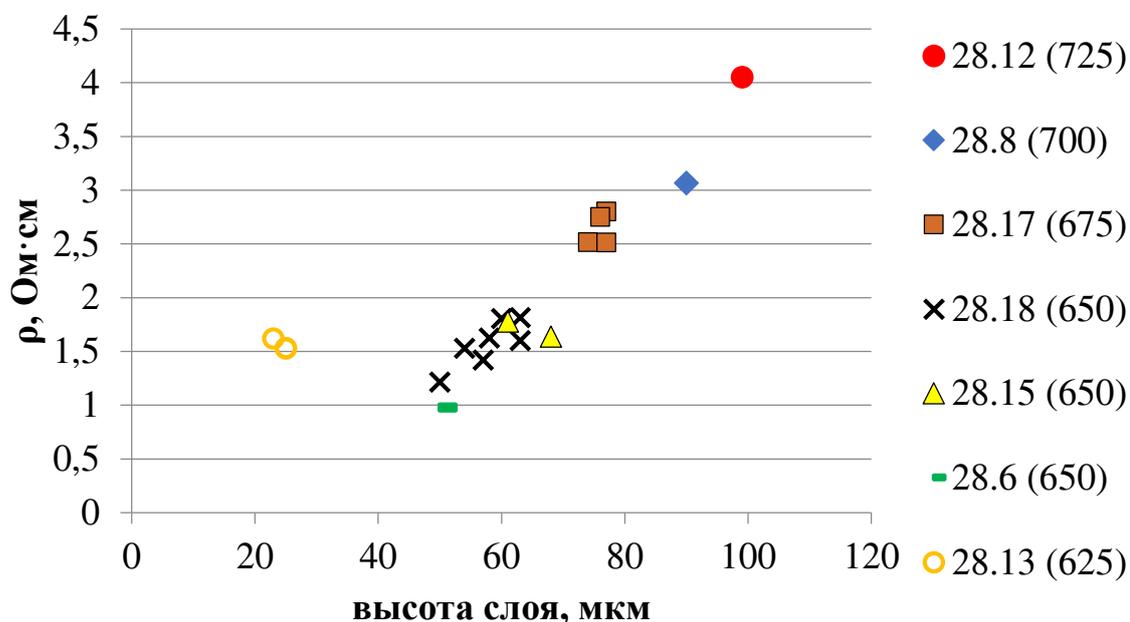


Рис.1. Зависимость удельного сопротивления слоя от высоты УНТ исследуемых образцов.

Из графика видно, что наибольшим удельным сопротивлением 4.1 Ом обла-

дают образцы, выращенные при более высокой температуре (725°C). Зависимость представляет собой прямую линию, убывающую справа налево. Образцы, выращенные при температуре 625°C выбиваются из общей последовательности (1.5 Ом при высоте слоя 25 мкм), то есть их удельное сопротивление такое же, как у образцов, выращенных при 650°C . Это говорит о том, что невозможно добиться дальнейшего снижения удельного сопротивления образца путем уменьшения температуры роста.

Определение длины электрон-электронного рассеяния в подвешенном двумерном электронном газе методом магнитной фокусировки

**Егоров Д.А.^{1,2}, Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Жданов Е.Ю.^{1,2},
Сарыпов Д.И.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}**

¹ *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

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

Электрон-электронное (e-e) рассеяние в настоящее время вызывает всё больший интерес в связи с развитием идеи гидродинамического транспорта в двумерном электронном газе (ДЭГ), при котором проявляются эффекты, обусловленные вязкостью, которая пропорциональна длине e-e рассеяния. Однако определение длины e-e рассеяния (обратно пропорциональной вероятности рассеяния) является нетривиальной задачей. Обычные измерения сопротивления почти нечувствительны к e-e взаимодействию, поскольку оно сохраняет полный импульс электронной системы. Но если мы имеем дело с отдельными баллистическими траекториями, то их вклад в кондактанс оказывается чувствительным к нему. Удобным способом изучения этого вклада являются измерения нелокального магнетосопротивления. Когда длина e-e рассеяния становится сравнимой или меньшей длины резонансной баллистической траектории, последняя разрушается, уменьшая свой вклад в нелокальное магнетосопротивление. Длина e-e рассеяния в некотором приближении обратно пропорциональна квадрату температуры [1], а значит, меняя температуру образца, можно управлять этой длиной. Таким образом, изучение температурного подавления баллистических пиков нелокального магнетосопротивления позволяет определить длину e-e рассеяния.

Возможность экспериментального определения длины e-e рассеяния вызывает интерес к подвешенным микроструктурам (то есть структурам, отделенным от подложки), обусловленный усилением e-e взаимодействия в результате подвешивания. Это усиление было предсказано теоретически [2], однако прямого экспериментального сравнения длин e-e рассеяния в подвешенных и неподвешенных структурах, которое могло бы подтвердить данное усиление, до сих пор сделано не было. Непосредственно это представляется актуальной научной задачей.

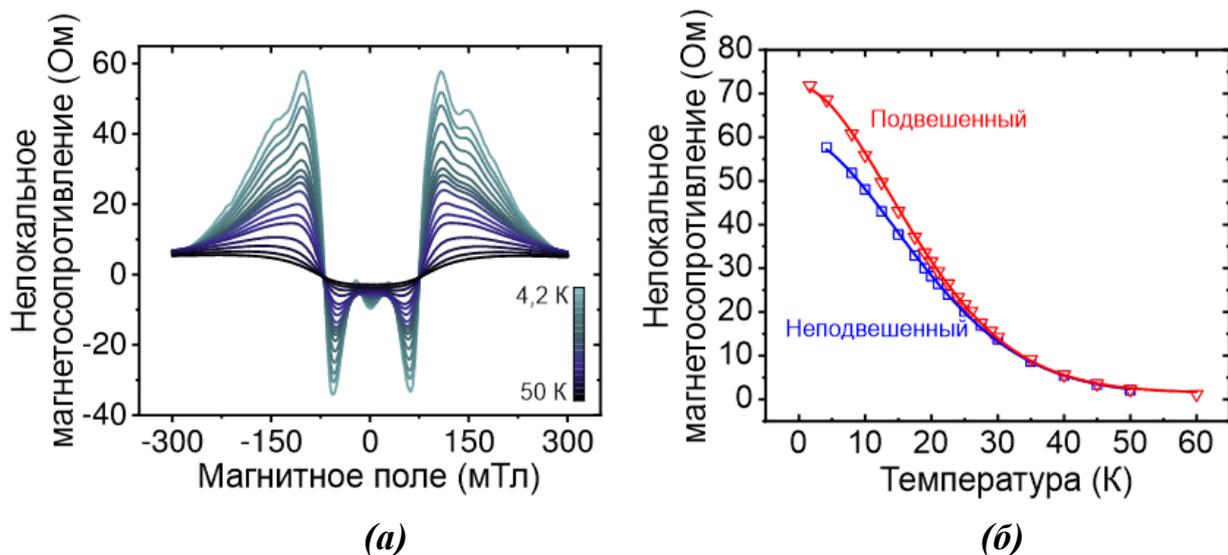


Рис.1. (а) Нелокальное магнетосопротивление при разных температурах; (б) температурная зависимость амплитуды баллистического пика.

Было экспериментально изучено нелокальное магнетосопротивление в неподвешенных и в подвешенных микроструктурах, представляющих собой холловские мостики с ДЭГ, созданные на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. В нелокальном магнетосопротивлении наблюдается серия баллистических пиков (Рис.1а). Пик с наибольшей амплитудой находится в магнитном поле, соответствующем резонансной траектории, соединяющей центры соседних контактов, следовательно, удовлетворяет условию магнитной фокусировки. Было изучено температурное подавление фокусируемых пиков магнетосопротивления в широком диапазоне значений температуры. Температурная зависимость амплитуд пиков соответствует теоретической зависимости (Рис.1б). Из ее анализа 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. Кроме того, были изготовлены образцы с различным расстоянием между контактами от 4 до 26 мкм. В них была изучена зависимость критической температуры от длины резонансной траектории.

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

[1] Giuliani G. et al., *Physical Review B*, **26**, 4421 (1982).

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

Ван-дер-ваальсовый гетероэпитаксиальный рост SnSe_2 на поверхностях подложек $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$

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

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

³ Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

2D дихалькогениды металлов образуют класс слоистых материалов с рядом перспективных для применения в современной электронике оптических, электронных и механических свойств [1]. В частности, SnSe_2 , согласно расчетам [2], имеет подвижность электронов $436 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при температуре 300 К, что является лучшим показателем среди большинства известных дихалькогенидов металлов. Также, большая величина электронного сродства SnSe_2 (5.2 эВ) предоставляет возможность создания гетеропереходов III типа с другими полупроводниковыми материалами (например, WSe_2), перспективных для применения в транзисторах, работающих на основе туннельного перехода [3]. Тем не менее, поиск и оптимизация методик роста эпитаксиальных слоев 2D дихалькогенидов металлов (в частности SnSe_2) высокого структурного совершенства на полупроводниковых подложках является актуальной задачей на пути к применению данного класса материалов в современной полупроводниковой электронике.

На установке рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии проведен эксперимент по осаждению монослоя олова на поверхность $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и последующего отжига образца при температуре 210°C в течение 1 ч, по результатам которого в картине дифракции медленных электронов наблюдалось появление двух дополнительных рефлексов относительно рефлексов подложки (Рис.1), что

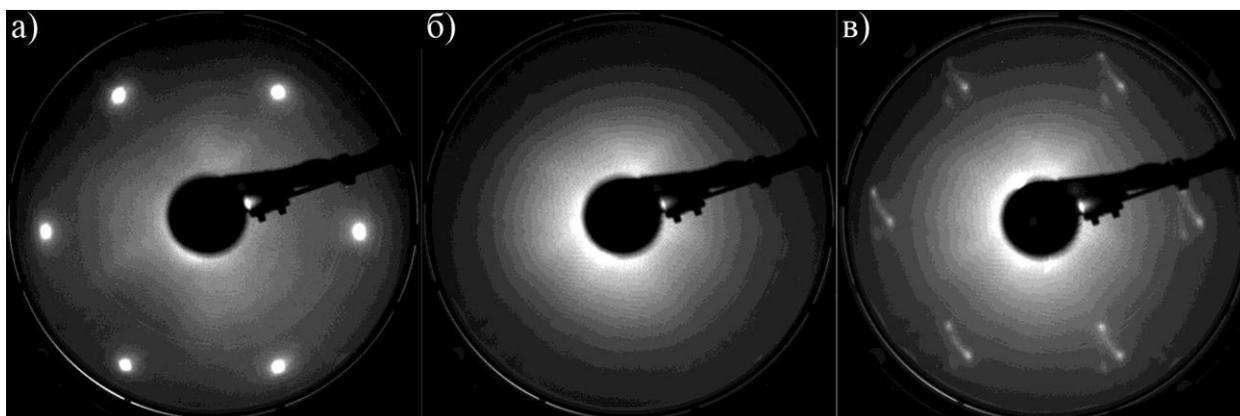


Рис.2. Картины дифракции медленных электронов от $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$: а) в начале эксперимента, б) после осаждения 1 монослоя Sn, в) после отжига.

может быть связано с образованием SnSe₂ на поверхности.

Эксперимент по гетероэпитаксиальному росту SnSe₂ на подложке Si(111), по методике, включающей этап кристаллизации тонкого аморфного слоя, осажденного при комнатной температуре проводился в колонне отражательного электронного микроскопа в условиях сверхвысокого вакуума. Анализ морфологии поверхности полученной пленки методом *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ, Рис.2) показал, что концентрация выходов на поверхность винтовых дислокаций составила $\sim 15 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Высота молекулярной ступени на поверхности составила $\sim 0.6 \text{ нм}$ (Рис.2б), что соответствует литературным данным по SnSe₂ [3].

Эксперименты выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124).

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

[2] Huang Z. et al., *Materials.*, **9**, 716 (2016).

[3] Aretouli K.E. et al., *ACS Appl. Mater. Interfaces.*, **8**, 23222–23229 (2016).

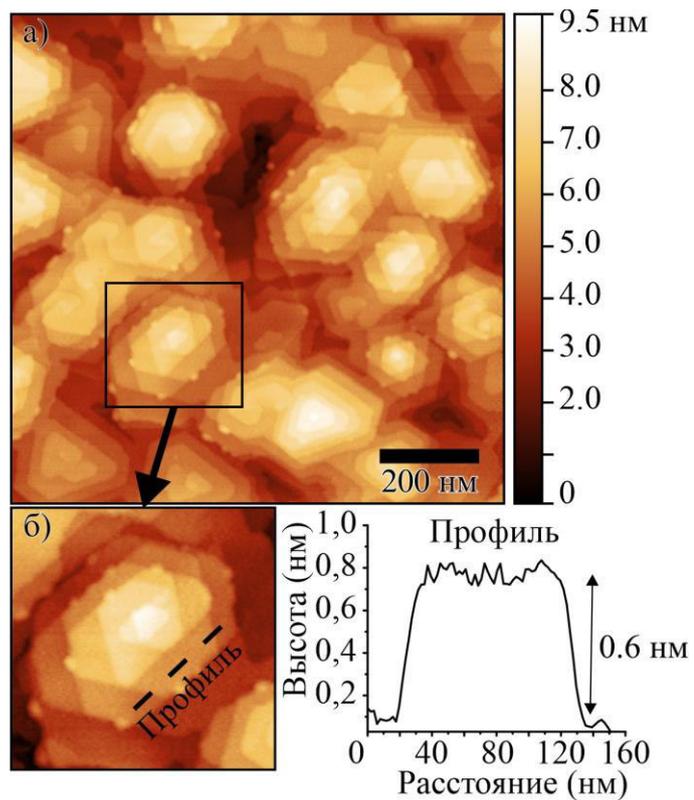


Рис.3. АСМ-изображение поверхности пленки SnSe₂/Si(111): а) полный снимок АСМ, б) увеличенный фрагмент участка пленки с профилем по высоте.

Механически напряжённые источники и детекторы поляризованных электронов

Кустов Д.А.¹, Русецкий В.С.^{1,2}, Голяшов В.А.^{1,3}, Демин А.Ю.²,
Рожков С.А.^{1,3}, Бакин В.В.¹, Шамирзаев Т.С.^{1,3}, Терещенко О.Е.^{1,2,3}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

² ЗАО «ЭКРАН ФЭП», Новосибирск, 630060, ул. Зеленая Горка, 1

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

Создание эффективных источников спин-поляризованных электронных пучков является важной задачей во многих разделах физики [1]. Чаще всего, для этого используется фотоэмиссия из полупроводниковых фотокатодов, активированных до отрицательного электронного сродства (ОЭС). Для получения неполяризованных пучков часто используются фотокатоды из антимонидов щелочных металлов, т.к. такие катоды обладают большей стабильностью по сравнению с $A^{III}B^V$ фотокатодами, активированными до ОЭС, зонная структура которых позволяет получить поляризованные фотоэлектроны.

Ранее нами было показано [2], что в фотокатоде $Na_2KSb(Cs,Sb)$ на стекле наблюдается оптическая ориентация спина электронов, а поляризация фотолюминесценции (ФЛ) достигает 23 %. Также степень поляризации фотоэлектронов [2], эмитированных из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатода при комнатной температуре, оказалась в 2 раза выше, чем у фотоэлектронов из GaAs фотокатода. Такие значения можно объяснить расщеплением валентной зоны Na_2KSb за счет термомеханических напряжений.

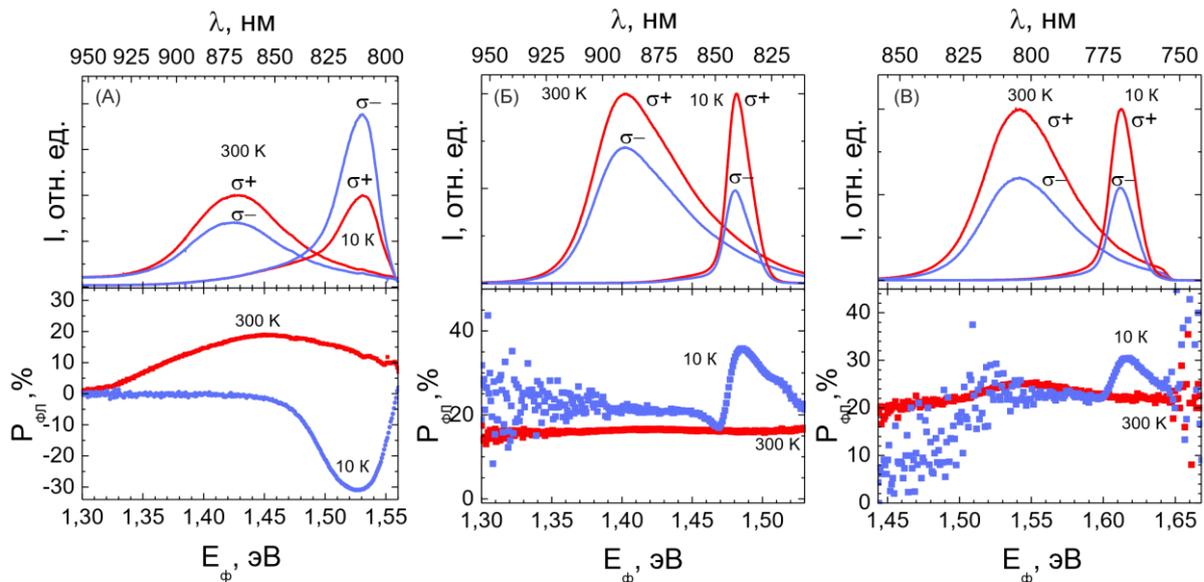


Рис. 1. Спектр и степень поляризации фотолюминесценции: (А) $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатод, (Б) $GaAs(Cs,O)$ фотокатод, (В) $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$ спин-детектор.

В данной работе проводилось исследование и сравнение температурной эволюции степени спиновой поляризации фотоэлектронов, эмитированных $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$ и $\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ фотокатодами. Для исследования поляризации эмитированных фотоэлектронов были изготовлены специальные вакуумные фотодиоды. В качестве фотокатода в первом приборе использовался слой Na_2KSb толщиной около 120 нм, выращенный на стекле, и активированный Cs и Sb до ОЭС. Во втором приборе использовался фотокатод с активным слоем GaAs толщиной 500 нм, приваренный к стеклу и активированный Cs и O. Слой $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной 200 нм приваренный к стеклу был использован в качестве анода [2]. Аноды были также активированы до отрицательного электронного сродства. Анод использовался в качестве оптического детектора спина фотоэлектронов. Были измерены спектры ФЛ и их степень поляризации, как для фотокатода, так и для анодов. Для определения степени поляризации эмитированных фотоэлектронов проводились измерения спектров катодолюминесценции (КЛ) $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ анода и их степень поляризации.

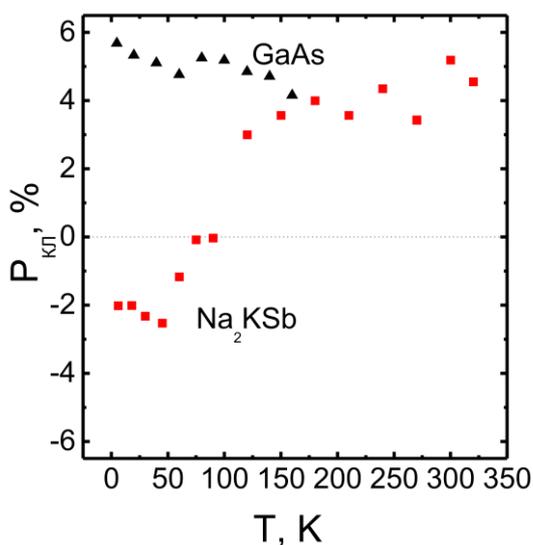


Рис.2. Температурная зависимость поляризации катодолюминесценции электронов с энергией 1 эВ в $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$.

Проведённые измерения показали, что при охлаждении до 10 К степень поляризации фотолюминесценции в катоде $\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ и аноде $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ на стекле возрастает до 38% и 30% соответственно (Рис.1Б, 1В). В катодах $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$ поляризация меняет знак и составляет -32% (Рис.1А). То, что все значения поляризации по модулю превышают 25%, свидетельствует о расщеплении валентной зоны, связанном с термомеханическим напряжением. Отрицательное значение для $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$ означает, что зона 3/2 оказывается ниже зоны 1/2, предположительно, за счёт двуосного растяжения. Смена знака поляризации для $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$ также наблюдалась и в катодолюминесценции, однако значение поляризации оказалось меньше, чем ожидалось из фотолюминесценции. Потеря поляризации для $\text{Na}_2\text{KSb}(\text{Cs},\text{Sb})$, вероятнее всего, происходит при фотоэмиссии, потому что аналогичного уменьшения поляризации катодолюминесценции не наблюдается для $\text{GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ фотокатода.

- [1] Musumeci P. et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.*, **907**, 209, (2018).
 [2] Rusetsky V.S. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 166802 (2022).

Монте-Карло моделирование роста кремниевых нанопроволок разной морфологии и ориентации на поверхности Si(100)

Манцурова С.В.^{1,2}, Шварц Н.Л.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

Полупроводниковые нанопроволоки (НП) являются перспективными элементами для создания нано-размерных сенсоров и фотоэлектрических устройств [1]. Одним из методов синтеза кремниевых НП является рост по механизму паржидкость-кристалл (ПЖК) с применением золотых капель в качестве катализатора роста. В данной работе с помощью моделирования методом Монте-Карло исследуется влияние размера золотых капель и ростовых условий на морфологию и ориентацию кремниевых НП на поверхности Si(100). Продемонстрирована возможность наклонного и планарного роста НП на поверхности кремния с ориентацией (100).

Проанализирован рост наклонных кремниевых НП с использованием капель Au разного размера. Показано, что рост НП малого диаметра возможен перпендикулярно поверхности (100), под углом 45°, то есть в направлениях <011>, либо под углами 55° и 24° в направлениях <211>. С увеличением размера капель рост НП происходит преимущественно в направлениях <111>, которые имеют угол наклона 35° с поверхностью (100). Статистическая диаграмма роста наклонных НП с разными углами к поверхности (100) в зависимости от размера капли Au представлена на Рис.1. Результаты моделирования для наклонных НП соответствуют экспериментальным данным [2]. Исследован рост планарных нанопроволок (ПНП) на поверхности Si(100), которые находят применение в планарной технологии изготовления микросхем. Выяснено, что необходимым условием для роста ПНП является увеличение смачиваемости поверхности каплями Au. В модели увеличение смачиваемости было достигнуто путем введения тонкого пассивационного слоя на поверхности Si. На начальных этапах роста ПНП по механизму ПЖК при пересыщении капли кремнием из внешнего потока под расплавом Au-Si формируется кристалл Si, ограниченный фасетками

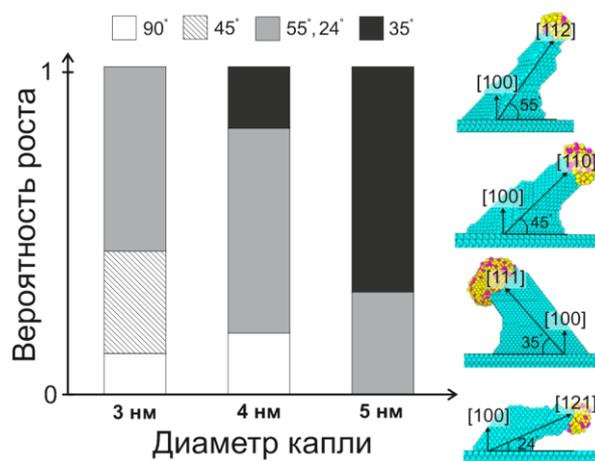


Рис.1. Зависимость направления роста наклонных Si НП от диаметра капель Au на поверхности Si(100).

{111} и {100}. Рост ПНП определяется разрастанием фасеток {111} и, в соответствии с кристаллографией подложки (100), происходит в одном из четырех возможных направлений $\langle 011 \rangle$. Исследовано влияние температуры и интенсивности потока Si на морфологию ПНП. Продемонстрировано изменение направления роста ПНП в процессе осаждения кремния, аналогично тому, что наблюдалось в эксперименте [3]. Моделирование показало, что причиной изменения направления роста является возникающая со временем асимметрия диффузионного притока кремния с подложки в каплю. Эффект асимметрии диффузионного притока Si наблюдался как на сингулярной, так и на вицинальных поверхностях. На Рис.2 изображены фрагменты вицинальных поверхностей с разным расположением капель и шириной террас. На вицинальной поверхности с широкой террасой ($L = 20$ нм) капли Au расположены вдоль ступени на расстоянии меньшем, чем удвоенная диффузионная длина адатомов Si при данных условиях роста (Рис.2(а)). В этом случае диффузионный приток Si в каплю ограничен с двух сторон, поэтому рост ПНП происходит в направлениях $[0\bar{1}\bar{1}]$ или $[011]$. При уменьшении ширины террасы ($L = 10$ нм) эффект асимметрии диффузионного притока Si пропадает из-за сравнимого расстояния между каплями и L (Рис.2б). Теперь рост ПНП возможен во всех четырех направлениях $\langle 011 \rangle$. Расположив золотые капли на каждой террасе у ступеней, рост ПНП происходит вдоль ступеней вицинальной поверхности (Рис.2в). Асимметрия диффузионного притока Si при таком варианте расположения капель аналогична Рис.2а, поэтому рост кристалла происходит в двух возможных направлениях ($[0\bar{1}\bar{1}]$, либо $[011]$). На основании выше приведенных соображений проанализированы условия для однонаправленного роста ПНП и получены оптимальные варианты роста массива ПНП с предварительно расположенными каплями на сингулярной поверхности Si(100).

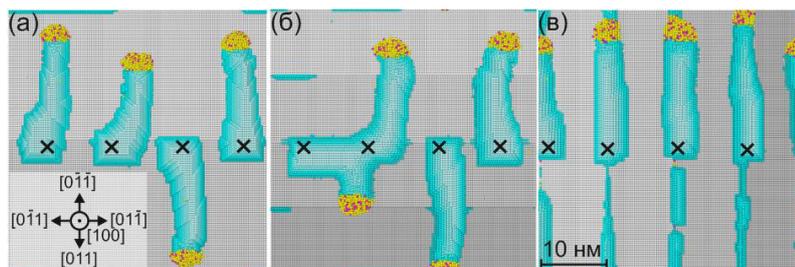


Рис.2. Фрагменты модельных вицинальных поверхностей Si(100) с каплями Au: угол разориентации 0.8° в направлении $[011]$ (а), угол разориентации 1.6° в направлении $[011]$ (б) и $[0\bar{1}\bar{1}]$ (в). Черным крестиком отмечено начальное положение капель.

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

[1] Lard M. et al., *Nanotechnol.*, **30**, 214003 (2019).

[2] Schmidt V. et al., *Nano Lett.*, **5**, 931 (2005).

[3] Dedyulin S.N. et al., *Cryst. Growth Des.*, **14**, 1193 (2014).

Разработка электронно-оптической системы для сопряжения спин-детектора Мотта с установкой фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением

Микаева А.С.^{1,2}, Голяшов В.А.^{1,2}

¹ *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

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

Уникальной характеристикой твердых тел является электронная структура, которая определяет их оптические, электрические и магнитные свойства. Для экспериментального изучения зонной структуры поверхностей твердых тел в настоящее время в основном применяется фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ФЭСУР). Данная методика широко используется для изучения электронной структуры сверхпроводников, двумерных систем и новых квантовых материалов [1]. Помимо изучения законов дисперсии электронов в твердых телах еще одним важным параметром при исследовании магнитных и квантовых систем является спиновая структура электронных состояний [2]. Для её определения необходимо проводить отдельные измерения поляризации фотоэлектронов по спине с помощью спин-детектора (классического детектора Мотта или VLEED спин-детектора).

На данный момент в России самой современной установкой ФЭСУР является установка SPECS ProvenX-ARPES (Германия, 2021 г.), установленная в ИФП СО РАН. Ее основным элементом является высокоразрешающий полусферический анализатор ASTRAIOS 190. Методика ФЭСУР с схожим анализатором будет реализована на станции первой очереди 1-6-2 «Электронная структура» строящегося ЦКП «СКИФ». Комплектация данных установок коммерчески доступными спин-детекторами в данный момент невозможна. Спин-детекторы Мотта могут быть приобретены в России [3], но их интегрирование в существующую фотоэмиссионную установку представляет отдельную задачу. Следовательно, целью данной работы является создание электронно-оптической системы для сопряжения полусферического анализатора энергий электронов и классического детектора Мотта, уже имеющихся в ИФП СО РАН. Разрабатываемая сверхвысоковакуумная электронно-оптическая система должна обеспечивать перенос пучка электронов из определенной точки выходной фокальной плоскости анализатора на входную апертуру спин-детектора Мотта, обеспечивая поворот пучка электронов на 90° относительно исходного направления и не нарушая работу основных систем анализатора.

В результате выполнения данной работы была выбрана общая конфигурация электронно-оптической системы для сопряжения полусферического анализатора энергий электронов Astraios 190 с классическим детектором Мотта. Была

построена 3Д-модель системы в среде Autodesk Inventor, и рассчитаны электрические и магнитные поля в среде COMSOL Multiphysics. Также смоделированы траектории пролета электронов с энергиями от 5 до 20 эВ через предложенную электронно-оптическую систему. Путем моделирования оптимизированы геометрия и потенциалы элементов системы. В систему добавлены дефлектор, позволяющий регулировать положение пятна на мишени детектора Мотта, а также соленоид-фильтр Вина, который обеспечивает возможность изучения третьей, исходно перпендикулярной плоскости рассеяния детектора Мотта, компоненты спиновой поляризации пучка электронов. Помимо этого были проведены расчеты, учитывающие влияние магнитного поля Земли на траектории пролета электронов и на проекцию их спина, которые показали, что слабые магнитные поля (0.1 – 1 Гс) не оказывают существенное влияние на траектории пучка электронов и их спиновую поляризацию в предложенной электронно-оптической системе, и соответственно, она не требует дополнительного магнитного экранирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Приоритет-2030.

[1] Sobota J.A. et al., *Rev. Mod. Phys.*, **93**, 025006 (2021).

[2] Okuda T., *Journal of Physics Condensed Matter*, **29**, 48 (2017).

[3] Petrov V.N. et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **74**, 3 (2003).

Влияние термического отжига на электрофизические характеристики Pt/InAlAs барьеров Шоттки

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

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

Pt/InAlAs барьеры Шоттки (БШ) используются для создания МОП-транзисторов [1] и фотодетекторов [2]. Наиболее важные параметры БШ – высота энергетического барьера (ϕ_b) и коэффициент идеальности (n). Эти параметры зависят от химической подготовки поверхности полупроводника и условий термического отжига.

Согласно литературным данным, значения ϕ_b для исследуемых БШ находятся в диапазоне 0.72–0.85 эВ. Временные зависимости параметров БШ при различных температурах отжига не изучены. Кроме того, показано, что Pt диффундирует на ~10 нм в InAlAs при 250°C отжиге с образованием PtAs₂ [1]. Диффузия в данной системе при более высоких температурах не была исследована.

В данной работе были исследованы вольт-амперные характеристики Pt/InAlAs БШ с химической (HCl) и ионной (Ar⁺) обработкой поверхности InAlAs. Получены временные зависимости значений ϕ_b и n для температур отжига 300, 350 и 400°C в рамках теории термоэлектронной эмиссии. Наибольшие значения ϕ_b и наименьшие значения n составили 0.83 эВ и 1.08 (4 мин, 300°C) для ионной обработки и 0.79 эВ и 1.16 (16 мин, 400°C) для химической обработки соответственно. Резкие изменения ϕ_b для БШ с химической обработкой наблюдались после 1, 9 и 16 минут при температурах 400, 350 и 300°C соответственно. Эти изменения, скорее всего, связаны с образованием сплошного слоя PtAs₂ [1]. На основе этих данных в соответствии с уравнением Аррениуса была рассчитана энергия активации в твердотельной реакции с образованием PtAs₂, которая составила 0.73±0.14 эВ. Также была оценена глубина диффузии Pt с использованием вольт-фарадных характеристик при обратном напряжении для БШ, отжигаемых при 400°C в течение 1, 9 и 16 минут. Значительные изменения в емкости наблюдались только после 1 минуты отжига, что коррелирует с изменениями ϕ_b для химически подготовленных БШ. Согласно расчетам, глубина диффузии Pt составляет 16–21 нм.

[1] Kim S. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 232102 (2005).

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

Фазовый переход с температурным гистерезисом в пленках $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$

Пономарев С.А.^{1,2}, Курусь Н.Н.¹, Голяшов В.А.¹, Роголо Д.И.¹, Миронов А.Ю.¹, Милехин А.Г.¹, Щеглов Д.В.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

С начала XXI века слоистые двумерные (2D) материалы являются перспективными материалами для микроэлектроники, фотоники и фотовольтаики будущего. Слоистый In_2Se_3 представляет интерес для создания солнечных фотоэлементов, фотоприемников, работающих в диапазоне от УФ до ИК, и устройств памяти [1]. Однако исследование управляемого ван-дер-ваальсового роста In_2Se_3 с контролем фазы и изучение его электронных свойств является актуальной темой для применения в приложениях современной электроники.

Ранее в работе [2] при измерении температурной зависимости электрического сопротивления пленки In_2Se_3 толщиной 8 нм было обнаружено два гистерезиса в области 20–40 К и 140–180 К. В диапазоне 140–180 К при охлаждении образца от комнатной температуры сначала наблюдалось резкое уменьшение сопротивления в $\sim 10^4$ раз в районе 140 К. Обратный переход происходил при повышении температуры выше 180 К.

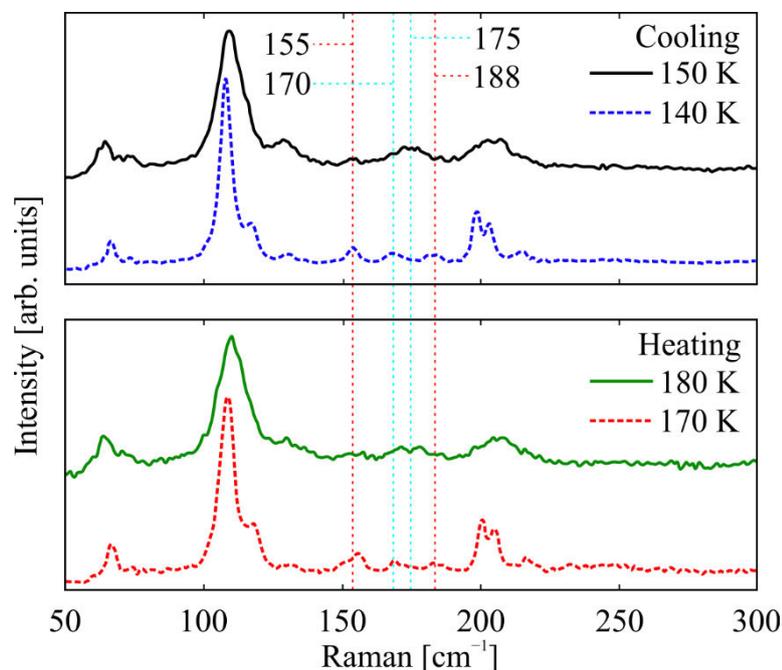


Рис.1. Спектры КРС в процессе охлаждения и нагрева

В данной работе методом *in situ* отражательной электронной микроскопии на поверхности $\text{Si}(111)$ получена пленка $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$ толщиной около 70 нм для последующих измерений спектров комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры КРС (Рис.1) измерялись при охлаждении от комнатной температуры до 77 К

и последующем обратном нагреве до комнатной температуры с шагом 10 К. При охлаждении до температур около 140 К наблюдалось исчезновение пика при 175 см^{-1} , и последующее появление трех пиков при $155, 170$ и 188 см^{-1} , соответствующих β' - In_2Se_3 . Более того, при нагреве пленки до температуры около 180 К наблюдалось повторное появление пика при 175 см^{-1} , соответствующего β - In_2Se_3 .

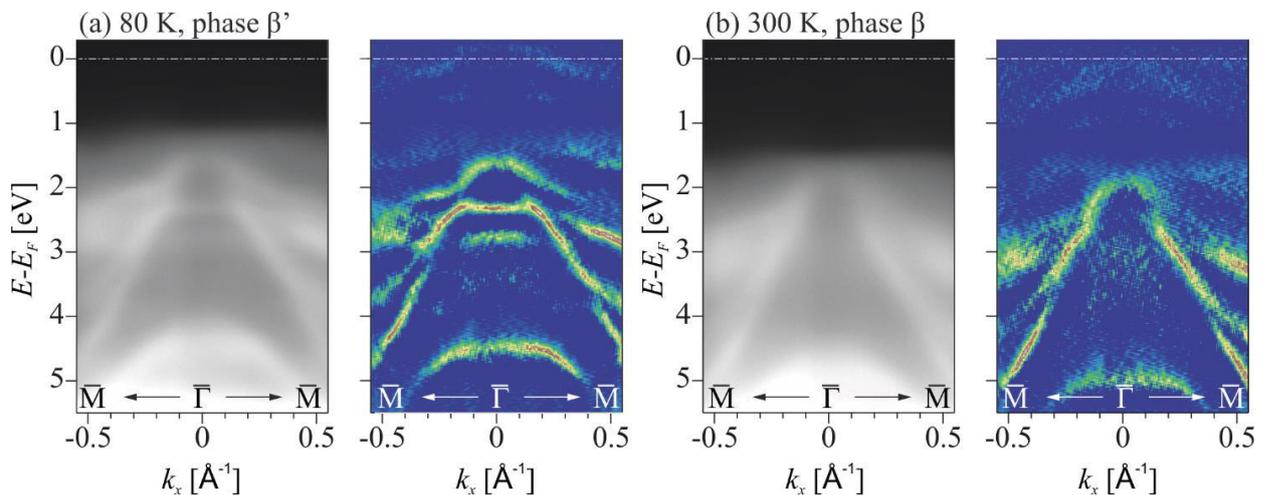


Рис.2. Картины дисперсии состояний на поверхности пленки In_2Se_3 , полученные методом ФЭСУР в сечении M – Γ – M при температуре образца а) 80 К б) 300 К. Слева – фотоэмиссионные спектры, справа – соответствующие картины “кривизны” спектров.

По данным ФЭСУР (Рис.2) при переходе β' - $\text{In}_2\text{Se}_3 \Rightarrow \beta$ - In_2Se_3 положение толка состояний валентной зоны смещается с 0.9 эВ в направлении бóльших энергий связи и находится на ~ 1.5 эВ ниже уровня Ферми, что соответствует ширине запрещенной зоны β - In_2Se_3 . При этом фаза β' обладает проводимостью n -типа, что может объяснять резкое уменьшение сопротивления пленки при переходе $\beta \Rightarrow \beta'$. Данный процесс согласуется с полученными ранее данными об изменении электрического сопротивления пленки In_2Se_3 в $\sim 10^4$ раз и атомной структуры поверхности In_2Se_3 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-72-10124) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] Vishwanath S. et al., *J. Mater. Res.* **31**, 900 (2016).

[2] Ponomarev S. et al., *2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM)*. **21**, 50 (2021).

Способ определения энергии активации в реакции $2\text{GeO} \rightarrow \text{Ge} + \text{GeO}_2$

Самусь А.Д.¹, Мацынин А.А.^{1,2}, Еремин Л.А.², Паршин А.С.¹,
Комогорцев С.В.^{1,2}

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. им. газеты Красноярский Рабочий, 29/3

² Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, ул. Академгородок, 50/38

Пленки оксида германия интересны тем, что они могут реализоваться как композит, состоящий из диэлектрической матрицы, содержащей в себе квантовые точки - нано частицы германия. Это позволяет управлять оптическими свойствами такого материала используя квантово-размерные эффекты в кластерах Ge. Кроме того, пленки GeO применяются в электронных устройствах на основе германия, в виде пассивирующих слоев, например, в полевых МОП (металл-оксид-полупроводник) транзисторах [1].

Реакция диспропорционирования $2\text{GeO} \rightarrow \text{Ge} + \text{GeO}_2$, протекающая в аморфных пленках GeO при отжиге может использоваться для формирования нанокластеров германия в матрице GeO. Для управления параметрами продуктов такой реакции необходимо изучать ее кинетику. Эти исследования важны также в виду проблемы термической стабильности пленок GeO в МОП транзисторах.

Целью данной работы была разработка простого способа исследования кинетики твердофазной реакции на примере реакции диспропорционирования пленок монооксида германия.

В ходе работы были изготовлены тонкопленочные образцы GeO на стеклянных подложках методом термического испарения в вакууме, вакуум при напылении составил 10^{-5} Торр. Полученные образцы отжигались при атмосферном давлении, в диапазоне температур от $280 \div 400^\circ\text{C}$. При отжиге происходит реакция $2\text{GeO} \rightarrow \text{Ge} + \text{GeO}_2$, при этом изначально прозрачная пленка темнеет, что позволяет отслеживать реакцию по изменению цвета образца. Таким образом, видеосъемка этого процесса может быть использована, как метод исследования кинетики реакции. Процесс фиксировался на камеру Panasonic hc-v750. Для освещения использовался источник света LED панель (96 светодиодов). Данные цвета записывались в форме RGB (8 бит) для определенного пикселя на изображении с частотой 50 кадров в секунду.

Исходя из факта, что температура сильно влияет на скорость реакции $2\text{GeO} \rightarrow \text{Ge} + \text{GeO}_2$, в проделанной работе были проведены отжиги при различных температурах — от 280 до 390°C для изучения кинетики протекания реакции.

Потемнение пленки обусловлено формированием кластеров германия, поскольку электропроводность германия существенно ниже, чем GeO_2 . Наблюдаемые кривые интенсивности цвета пикселя от времени характеризуют кинетику формирования Ge в процессе реакции. Эти кривые имеют типичную форму, включающую старт, затем ускорение, затем замедление и остановка реакции. Отчетливо заметные на кривых изменения цвета время старта и окончания реакции, позволяют с хорошей точностью оценить время, затрачиваемое на превращение – (τ). Однако, необходимо учесть, что скорость превращения определяется не только кинетикой химической реакции, но и скоростью нагрева пленки, после размещения ее на разогретом до определенной температуры столике (τ_0). Поэтому определенные в эксперименте времена превращения (круглые зеленые символы на Рис.1) мы интерпретируем с помощью уравнения $\tau = \tau_0 + b \cdot e^{\frac{E_a}{kT}}$ (сплошная черная линия на Рис.1), где второе слагаемое (синяя пунктирная линия) отражает характерное время реакции от температуры пленки (в единицах [K]). Поскольку вклад, связанный с кинетикой химической реакции резко убывает с ростом температуры, отжиг при температурах $370 \div 390^\circ\text{C}$ приводит к протеканию процесса за время близкое к τ_0 (см. Рис.1). Подгонка по методу наименьших квадратов позволяет оценить энергию активации реакции как $E_a = 0.7 \pm 0.1$ эВ.

Отметим, что, полученная нами оценка E_a хорошо согласуется с имеющимися литературными данными [1]. Таким образом, на примере исследования реакции диспропорционирования $2GeO \rightarrow Ge + GeO_2$ мы показали, что довольно простой метод, а именно, видеосъемка пленки, дает надежные результаты, в частности достоверную величину энергии активации реакции.

[1] Kai Wang S. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 061907 (2012).

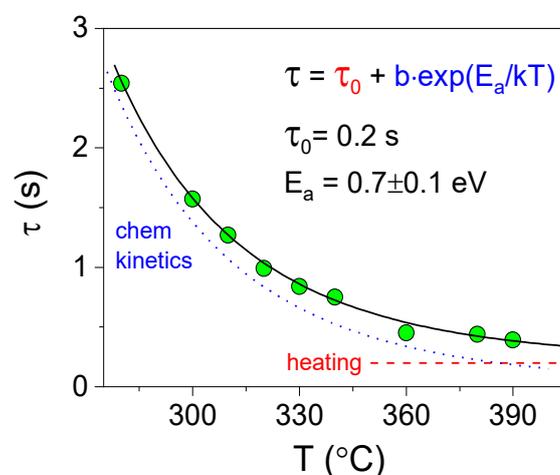


Рис.1. Время превращения в пленке GeO от температуры отжига.

Вязкое течение двумерных электронов сквозь подвешенные GaAs точечные контакты

Сарыпов Д.И.^{1,2}, Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Жданов Е.Ю.^{1,2},
Шевырин А.А.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск,
пр. ак. Лаврентьева, 13

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

Электрон-электронное (e-e) взаимодействие существенно влияет на электронный транспорт в микро- и наноструктурах. При этом связанные с ним эффекты, в силу их многочастичности, сложны для описания. В случае сильного e-e взаимодействия применим гидродинамический подход, позволяющий упростить описание эффектов взаимодействия [1]. В традиционных транспортных измерениях e-e взаимодействие не проявляет себя, так как не изменяет общий импульс электронной подсистемы. Однако оно становится заметным, например, в баллистических проводниках, ширина которых сравнима с длиной e-e рассеяния l_{ee} . В этом случае e-e взаимодействие уменьшает передачу импульса от электронной подсистемы к шероховатым стенкам канала, что приводит к необычному уменьшению сопротивления образца [2].

Настоящая работа нацелена на изучение эффектов вязкого течения электронов в баллистических наноструктурах на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs при контролируемом изменении длины l_{ee} . Последняя изменяется, в частности, за счет подвешивания образцов, то есть отрыва от подложки. В подвешенных структурах e-e взаимодействие усилено за счёт удаления части поляризующейся среды [4].

В работе экспериментально изучены особенности температурной зависимости сопротивления подвешенных точечных контактов (ТК), возникающие при изменении отношения длины e-e рассеяния к их ширине. ТК представляют собой сужения длиной 0.4 мкм и шириной в диапазоне от 0.7 до 1.5 мкм. В температурной зависимости сопротивления ТК наблюдается минимум. Кондактанс в точке минимума превышает баллистический предел.

Полученные экспериментальные результаты анализируются в рамках модели [5], предсказывающей повышенный кондактанс точечного сужения за счёт эффекта смазки. Проведенное исследование позволило получить и интерпретировать температурную зависимость вязкости электронов, пропорциональной l_{ee} при $k_B T \ll E_F$.

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

[1] Gurzhi R.N., *Sov. Phys. Usp.* **11**, 255 (1968).

[2] Gurzhi R.N., *Sov. Phys. JETP.* **44**, 771–772 (1962).

[3] Chaplik A.V., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1845 (1971).

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

[5] Guo H. et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **114**, 3068–3073 (2017).

Физико-химические особенности формирования Cs_xSb

Соловова Н.Ю.², Голяшов В.А.^{1,2}, Терещенко О.Е.^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

В 2022 г. в ИФП СО РАН была открыта возможность эмиссии спин поляризованных электронов из мультищелочного Na_2KSb/Cs_3Sb фотокатода [1], что вызвало всплеск интереса к мультищелочным материалам. На сегодняшний день фотокатодные материалы поликристаллические или обладают внутренним поверхностным беспорядком, что влияет на их эммитанс, квантовую эффективность и другие характеристики. Одной из интересных задач является получение монокристаллических композитов щелочных металлов в сочетании с Sb с помощью технологии эпитаксиального роста. Это не только приведёт к снижению средней поперечной энергии пучка фотоэлектронов в приборах и увеличению квантовой эффективности, но и позволит управлять фотоэмиссионными свойствами фотокатода во время роста.

Цель данной работы – изучить условия зарождения монокристаллов на основе щелочных металлов (Cs, K, Na) с содержанием Sb на поверхности различных подложек.

Подобные эксперименты уже описаны в литературе. Так в работе [2] предложена методика по росту монокристаллического соединения Cs_3Sb . Она включает в себя несколько этапов. Сначала при постоянном потоке Cs и температуре подложки $40^\circ C$ последовательно, дозами в $1/4$ монослоя, осаждаются Sb. После чего подложка нагревается до $\sim 85^\circ C$ и отжигается в потоке Cs. Авторы отмечают, что рост при низкой температуре позволяет добиться высокой квантовой эффективности, а отжиг – сделать плёнки монокристаллическими.

Описанная технология роста была взята за основу в данной работе. Sb и Cs распылялись термически. Скорость осаждения Sb калибровалась по кварцевым микровесам. Поток Cs регулировался величиной разогревающего тока источника I_{Cs} . В качестве подложек для осаждения Cs и Sb были выбраны $InAs(111)A$, $6H-SiC(0001)$ и $4H-SiC(0001)$ со слоями эпитаксиального графена. Кроме геометрической схожести от подложки требуется также химическая совместимость с осаждаемыми компонентами. В процессе осаждения Sb, Cs на поверхность $InAs(111)A$ и прогрева плёнки наблюдалось изменение формы рентгеновской фотоэлектронной (РФЭ) линии $As3d$, что может указывать на образование связей Cs-As. Поэтому для дальнейших экспериментов подложка $InAs(111)A$ не использовалась.

На Рис.1 показаны РФЭ-линии, измеренные после каждого этапа формирования пленки: осаждения Sb и Cs при температуре $\sim 40^\circ C$ и токе источника

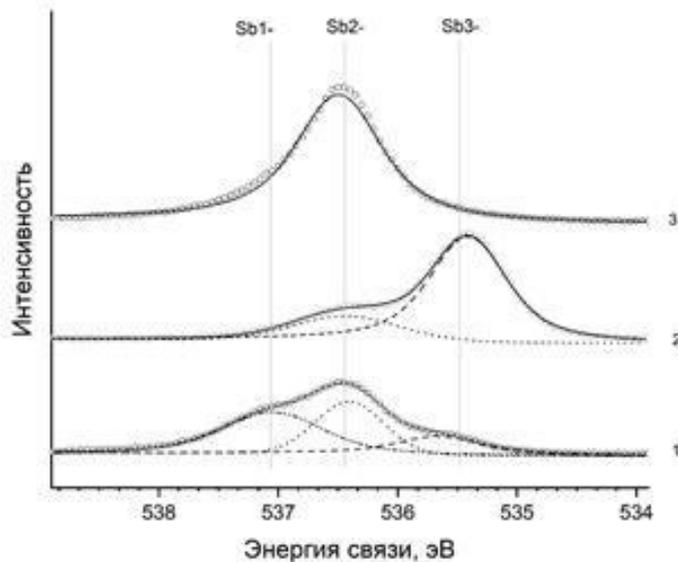


Рис.1. РФЭ-линия $Sb3d3/2$, измеренная (1) после осаждения Sb и Cs при температуре $\sim 40^\circ C$ и токе источника $I_{Cs} = 4$ А на поверхность графен/4H-SiC(0001); (2) осаждения Sb и Cs при температуре $\sim 40^\circ C$ и токе источника $I_{Cs} = 4.5$ А на поверхность графен/6H-SiC(0001); (3) прогрева пленки (2) при температуре $\sim 60^\circ C$ в потоке Cs $I_{Cs} = 4.5$ А.

При этом РФЭ-линия $Sb3d3/2$ (3), измеренная после прогрева (2), хорошо описывается одной компонентой. По соотношению интенсивностей линий $Sb3d3/2$ и $Cs3d3/2$ и положению данной компоненты было выяснено, что после прогрева формируется плёнка Cs_2Sb . При этом интенсивность РФЭ-линии $Sb3d5/2$ после прогрева не меняется, поэтому можно сделать вывод, что происходит не разрушение других фаз $CsSb$ или Cs_3Sb , а их переход в фазу Cs_2Sb . Интересно, что при таких условиях фаза Cs_2Sb формируется монокристаллической. На это указывает наличие рефлексов в картине дифракции медленных электронов. При других стехиометрических составах картина ДМЭ отсутствовала.

Результаты РФЭС измерений показали, что на стехиометрию плёнки Cs_xSb влияет как температура подложки в процессе роста, так и поток Cs на поверхность подложки. По анализу положений РФЭ-линии $Sb3d5/2$ было выявлено, что недостаточный поток Cs приводит к одновременному формированию в процессе роста нескольких фаз $CsSb$, Cs_2Sb и Cs_3Sb . При этом последующий прогрев в потоке Cs может приводить к переходу разных фаз Cs_xSb друг в друга. Вероятно, это связано с насыщением плёнки Cs в процессе отжига.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Приоритет-2030.

[1] Rusetsky V.S. et al., *Physical Review Letters*, **129**, 166802 (2022).

[2] Parzyck C.T. et al., *Physical Review Letters*, **128**, 114801 (2022).

$I_{Cs} = 4$ А на поверхность графен/4H-SiC(0001) (1), осаждения Sb и Cs при температуре $\sim 40^\circ C$ и токе источника $I_{Cs} = 4.5$ А на поверхность графен/6H-SiC(0001) (2) и последующего прогрева (2) при температуре $\sim 60^\circ C$ в потоке Cs (3). РФЭ-линия $Sb3d3/2$ (1) может быть описана 3 компонентами, соответствующими разным зарядовым состояниям Sb , что указывает на формирование 3 различных фаз в плёнке $CsSb$, Cs_2Sb , и Cs_3Sb . РФЭ-линия $Sb3d3/2$ (2) плёнки, выращенной при большем потоке Cs , может быть описана 2 компонентами. При таких условиях преимущественно происходит формирование фазы Cs_3Sb .

Спектроскопия комбинационного рассеяния света одиночной нанопроволоки GaP с галлиевой каплей

Тараненко А.В.^{1,2}, Басалаева Л.С.¹, Фёдоров В.В.³, Тумашев В.С.¹,
Милёхин А.Г.¹

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

³ Санкт-Петербургский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, 194021, ул. Хлопина, 8

Полупроводниковые нанопроволоки характеризуются рядом замечательных свойств: возможностью контролируемого роста массива данных структур, низкой дефектностью при росте на подложке с другой кристаллической решеткой, высокой проводимостью за счет высокого отношения их площади поверхности к объему [1]. Поэтому они представляют особый интерес для нанoeлектроники, нанофотоники, наносенсорики [2]. В частности, нанопроволоки GaP являются перспективными для создания светоизлучающих диодов в зеленом диапазоне видимого спектра [3]. Однако для наиболее эффективного применения нанопроволок необходимо установить зависимость их оптических свойств от геометрических параметров, условий роста и т.д.

В данной работе были синтезированы массивы нанопроволок GaP на подложке Si(111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии с помощью двухстадийного самокаталитического механизма пар-жидкость-кристалл. Массивы и одиночные нанопроволоки были изучены с помощью комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ). Исследуемые нанопроволоки имели среднюю длину около 4 мкм и диаметр 60 и 104 нм. Одиночные нанопроволоки были перенесены механическим путем на поверхность кремния, покрытого тонкой пленкой золота. Структурные параметры нанопроволок GaP получены с использованием атомно-силовой микроскопии (АСМ) (Рис. 1а). Спектры КРС регистрировались на спектрометре HORIBA XploRa Plus с применением лазера на длине волны 532 нм. Основной особенностью в спектрах КРС нанопроволок с разными диаметрами являлась мода поперечных оптических (ТО) фононов на частоте 365 см^{-1} . По интенсивности этой моды были получены карты микро-КРС отдельных нанопроволок, перенесенных на золотую подложку (Рис. 1б). Изучена зависимость интенсивности мод КРС нанопроволок от поляризационных эффектов. Показано, что максимальная интенсивность мод наблюдается при направлении поляризации вдоль оси нанопроволоки. На основе анализа частот мод КРС установлено, что исследуемые нанопроволоки обладают структурой цинковой обманки. Обнаружено усиление сигнала КРС фоновыми модами в области галлиевой капли, обусловленное возникающим локализованным поверхностным плазмонным резонансом в капле, энергия которого зависит от ее геометрии и размеров. Коэффициент усиления сигнала КРС фоновыми модами в области

галлиевой капли и вне ее составил величину, примерно равную 10. Для нанопроволок с диаметром 104 нм коэффициент усиления мод КРС, обусловленный наличием галлиевой капли, в 2 раза превысил коэффициент усиления нанопроволок с диаметром 60 нм. Помимо мод ТО в спектрах КРС присутствовали моды продольных оптических (ЛО) и поверхностных оптических (СО) фононов на частотах 402 и 395 см^{-1} соответственно. На АСМ изображениях нанопроволок с диаметром 104 нм явно визуализировалась галлиевая капля, в отличие от нанопроволок с диаметром 60 нм. Спектры КРС для нанопроволок с диаметром 104 нм содержали увеличение интенсивности ТО, ЛО, СО мод на конце нанопроволоки без галлиевой капли, что вызвано нарушением правил отбора.

Работа выполнена при поддержке проекта Министерства науки и высшего образования РФ FSRM-2023-0007.

[1] Sharov A. et al., *J. Phys. Chem.*, **124**, 14054 (2020).

[2] Neil P. Dasgupta et al., *Adv Mater.*, **26** (14), 2137 (2014).

[3] Assali S. et al., *Nano Letters*, **13**, 1559 (2013).

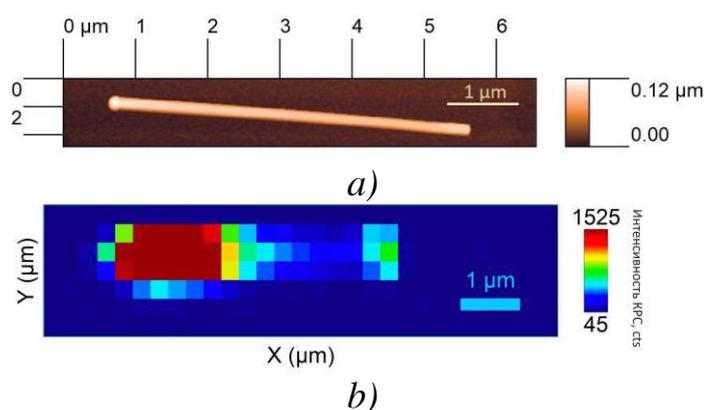


Рис.1. а) АСМ изображение нанопроволоки GaP с диаметром 104 нм, длиной 3.8 мкм. Диаметр нанопроволоки 130 нм; б) Карта микро-КРС для ТО моды нанопроволоки. Галлиевая капля находится на левом краю нанопроволоки.

Спектры потерь энергии отраженных электронов в SiN_xO_y

Типцова А.А.¹, Паршин А.С.¹, Терещенко О.Е.², Голяшов В.А.²,
Масюгин А.Н.³

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. Красноярский рабочий, 31

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

³ АО «НПП «Радиосвязь», 660021, Красноярск, ул. Декабристов, д. 19.

Нитрид кремния SiN_x является одним из самых широко применяемых в микро- и наноэлектронике диэлектриков, имеет высокую концентрацию электронных и дырочных ловушек (10^{19} см^{-3} с глубиной 1.5 эВ) [1]. Это позволяет использовать нитрид кремния в качестве эффективного запоминающего устройства. Оксинитрид кремния SiN_xO_y сочетает в себе преимущества оксида и нитрида кремния [2].

В работе исследована пленка SiN_x , полученная методом плазмохимического газофазного осаждения на установке Vision 310 в НПП «Радиосвязь». Условия получения образца: температура в камере $t = 600^\circ\text{C}$, поток аммиака NH_3 имел значение 400 SCCM, содержащий кремний газ 2% силан SiH_4 – 2000 SCCM. SCCM – стандартный кубический метр в секунду, показывает расход одного кубического сантиметра в минуту жидкости или газа, при стандартной температуре и давлении. Исследование образца методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии проводилось на установке SPECS ProvenX-ARPES в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН ЦКП "Наноструктуры".

С помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии определили элементный состав. На поверхности образец обогащен кислородом вследствие естественного окисления поверхности в атмосферных условиях. После удаления поверхностного слоя ионами аргона в течении 30 минут содержание кислорода сократилось до 3%. В обзорном РФЭ-спектре на Рис.1 присутствуют фотоэлектронные линии, принадлежащие кислороду $\text{O}1s$, азоту $\text{N}1s$, углероду $\text{C}1s$ и кремнию $\text{Si}2s$ и $\text{Si}2p$, а также можно выделить серию оже-линий элементов SiLMM , CKLL , NKLL , OKLL . Наличие углерода $\text{C}1s$ обусловлено загрязнением поверхности углеродсодержащими примесями. Полученные данные были обра-

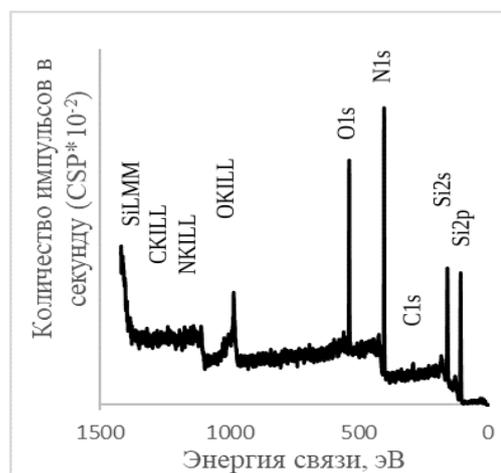


Рис.1. Обзорные фотоэлектронные спектры до травления для SiN_x .

ботаны в программе CasaXPS. Методом коэффициентов элементной чувствительности получены концентрации элементов (таблица 1).

Таблица 1.

| Наименование показателя | Время травления, мин | Элементы | | | | |
|---|----------------------|------------------|------------------|-----------------|-----------------|------------------|
| | | Cl _{1s} | Si _{2p} | N _{1s} | O _{1s} | Ar _{2p} |
| Концентрация элемента на поверхности, % | 0 | 7.01 | 47.29 | 30.17 | 15.53 | 0.00 |
| | 60 | 2.85 | 57.62 | 31.88 | 3.70 | 3.96 |
| Энергия связи, эВ | 0 | 288.00 | 104.85 | 401.05 | 536.30 | 0.00 |
| | 60 | 286.50 | 102.75 | 399.00 | 534.00 | 243.50 |

Из результатов таблицы 1 можно считать, что на поверхности образца образовался слой оксинитрида кремния, а в объеме образца – нитрид кремния.

Методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов определили энергию плазмонов и ширину запрещенной зоны в зависимости от состава (Рис.2). Пик 1 соответствует однократным потерям энергии на возбуждение плазмона, пик 2 – двукратным. Количественные результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2.

| Время травления, мин | Ширина запрещенной зоны, эВ | Энергия плазмонов Пик 1, эВ | Энергия плазмонов, Пик 2, эВ |
|----------------------|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| 0 | 7.1 | 21.2 | 42.1 |
| 60 | 5.6 | 20.0 | 41.3 |

Аналогичный результат для пика плазмонов был получен в статье [3], где на границе между оксидом и нитридом кремния энергия плазмона составляла 21 эВ. Уменьшение энергии плазмонов на границе раздела, обогащенного кремнием SiN_x объясняется образованием избыточного сверхстехиометричного кремния. На границе раздела оксида и нитрида образуется оксинитрид, обогащенный кремнием.

[1] Гриценко В.А. и др., ЖЭТФ, **156**, 1003, (2019).

[2] Karcher R. et al., Physical review, **30**, 1896, (1984).

[3] Гриценко В.А., УФН, **179**, 921 (2009).

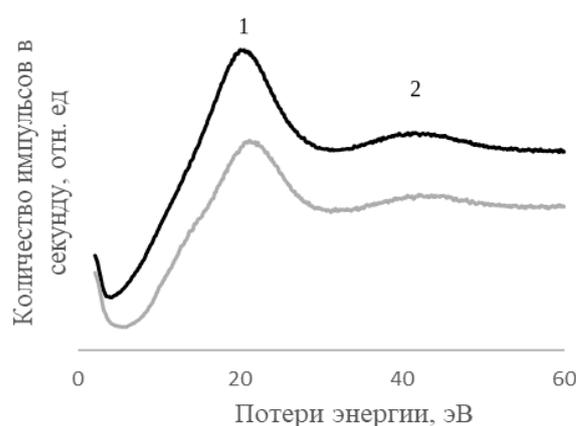


Рис.2. Спектры характеристических потерь энергии электронов для пленки SiN_x до (серый) и после (черный) травления ионами аргона.

Авторский указатель

| | | | |
|----------------------|--------------------|----------------------|------------|
| Абрамкин Д.С. | 23 | Мацынин А.А. | 40 |
| Аксёнов М.С. | 37 | Микаева А.С. | 35 |
| Баженов А.О. | 19 | Милахин Д.С. | 21 |
| Бакаров А.К. | 27, 42 | Милехин А.Г. | 29, 38 |
| Барнаков А.В. | 20 | Милёхин А.Г. | 46 |
| Басалаева Л.С. | 46 | Миронов А.Ю. | 38 |
| Башкатов Д.Д. | 21 | Парамонова М.А. | 37 |
| Богомоллов Д.Б. | 23 | Паршин А.С. | 40, 48 |
| Боровик А.С. | 25 | Петрушков М.О. | 23 |
| Володин В.А. | 20 | Погосов А.Г. | 27, 42 |
| Гензе И.Ю. | 37 | Пономарев С.А. | 29, 38 |
| Голяшов В.А. | 29, 35, 38, 44, 48 | Похабов Д.А. | 27 |
| Гриценко В.А. | 8 | Похабов Д.А. | 42 |
| Дворецкий С.А. | 10 | Протасов Д.Ю. | 21 |
| Егоров Д.А. | 27 | Путьято М.А. | 23 |
| Еремин Л.А. | 40 | Рогило Д.И. | 25, 29, 38 |
| Жданов Е.Ю. | 19, 27, 42 | Родякин С.В. | 25 |
| Журавлев К.С. | 21 | Самусь А.Д. | 40 |
| Захожев К.Е. | 29 | Сарыпов Д.И. | 27, 42 |
| Зиновьева А.Ф. | 12 | Соловова Н.Ю. | 44 |
| Ищенко Д.В. | 19 | Степина Н.П. | 19 |
| Кириенко В.В. | 19 | Тараненко А.В. | 46 |
| Коваль Н.Н. | 13 | Терещенко О.Е. | 19, 44, 48 |
| Комогорцев С.В. | 40 | Типцова А.А. | 48 |
| Кох К.А. | 29 | Тумашев В.С. | 46 |
| Курусь Н.Н. | 38 | Фёдоров В.В. | 46 |
| Латышев А.В. | 29, 38 | Цыбуля С.В. | 15 |
| Малин Т.В. | 21 | Шварц Н.Л. | 16, 33 |
| Мансуров В.Г. | 21 | Шевырин А.А. | 42 |
| Манцурова С.В. | 33 | Щеглов Д.В. | 29, 38 |
| Масюгин А.Н. | 48 | | |