



**Школа молодых ученых  
«Физика и технология квантовых систем»**



**ТЕЗИСЫ**

**Новосибирск, 12-13 ноября 2025 г.**

**[www.isp.nsc.ru/ftks\\_2025](http://www.isp.nsc.ru/ftks_2025)**

---

# **ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**Школа молодых ученых  
«Физика и технология квантовых систем»**

**12–13 ноября 2025 г., Новосибирск**

**Новосибирск, 2025**

---

**УДК 53**

**ФТКС-2025: Тезисы докладов Школы молодых ученых «Физика и технология квантовых систем», Новосибирск, 12–13 ноября 2025 г./** Ответственный за выпуск Е.Е. Родякина. Новосибирск: ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 2025. — 46 с.

Школа проведена при поддержке Российского научного фонда,  
грант № 23-72-30003.

© ФГБУН Институт физики полупроводников  
им. А.В. Ржанова СО РАН, 2025

---

# ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

## **Председатель**

Квон Зе Дон

## **Секретарь**

Родякина Екатерина Евгеньевна

## **Члены организационного комитета**

Наумова Ольга Викторовна

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

[school-ftks@yandex.ru](mailto:school-ftks@yandex.ru)

Родякина Екатерина Евгеньевна

Тел. +7-(383)-330-85-08

# ОРГАНИЗАТОР



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
[www.isp.nsc.ru](http://www.isp.nsc.ru)

# ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Российский научный фонд  
[www.rscf.ru](http://www.rscf.ru)

---

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ.....</b>	<b>7</b>
Прогресс и перспективы в области квантовых вычислений с ультрахолодными атомами.....	8
<i>Бетеров И.И.</i>	
Магнитоэкситоны в двумерных электронных системах .....	9
<i>Бисти В.Е.</i>	
Модуляция света: физика работы и применение в электронике .....	11
<i>Гуляев Д.В.</i>	
Фаза Берри и топологические инварианты.....	12
<i>Зиновьева А.Ф.</i>	
Что такое мемристор? .....	13
<i>Исламов Д.Р.</i>	
Квантовая биология и биоинформатика на основе ДНК .....	15
<i>Лахно В.Д.</i>	
Выращивание гетеро - и наноструктур на основе HgTe .....	16
<i>Михайлов Н.Н.</i>	
<b>СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ .....</b>	<b>18</b>
Магнетотранспортные свойства тонких пленок топологического изолятора $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ , управляемые затворным напряжением: эффект Холла и магнетосопротивление .....	19
<i>Баженев А.О., Степина Н.П., Ненашев А.В., Аксенов М.С., Кириенко В.В., Ищенко Д.В., Терещенко О.Е., Жданов Е.Ю.</i>	
Оптимизация параметров парофазного осаждения для роста массивов углеродных нанотрубок с низкой концентрацией дефектов .....	21
<i>Бетке И.А., Нерушев О.А., Гареев Т.И., Зайцев О.В., Смовж Д.В.</i>	
Изучение изменения сверхструктуры $2\times N$ при эпитаксиальном синтезе Ge на Si(001) .....	23
<i>Ворсин О.И., Смородин К.И.</i>	
Разработка симулятора квантового компьютера .....	24
<i>Дмитриев В.С., Олейник М.А.</i>	
<i>In situ</i> отражательная электронная микроскопия графитизации поверхности подложки $6\text{H-SiC}(0001)$ при высокотемпературном отжиге .....	25
<i>Дураков Д.Е., Роголо Д.И., Петров А.С.</i>	

Модель сдвига коэрцитивного напряжения сегнетоэлектрической конденсаторной структуры со временем при хранении поляризованного состояния.....	27
<i>Залялов Т.М., Исламов Д.Р.</i>	
Излучательная рекомбинация в GeSi структурах, сформированных из ионно-молекулярных пучков .....	28
<i>Захарук Ю.С., Смагина Ж.В., Зиновьев А.В., Захаров В.Е., Яблонский А.Н.</i>	
Временная нестабильность фононного крыла фотолюминесценции NV <sup>-</sup> -центров в алмазе.....	30
<i>Карнаухов С., Шулепов М.А.</i>	
Исследование оптических свойств пленок CdTe в области края фундаментального поглощения .....	32
<i>Кузнецова Л.С., Швец В.А., Ремесник В.Г., Якушев М.В.</i>	
Влияние магнитного поля на аномальные флуктуации кондактанса в мезоскопическом проводнике на основе двумерного полуметалла .....	34
<i>Курмачев Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н.</i>	
Теория одномерного вигнеровского упорядочения локализованных электронов в нитриде кремния.....	35
<i>Махмудиан М.М., Махмудиан М.М., Энтин М.В.</i>	
Диагностика слоёв графена на подложке 6H-SiC (0001) методами атомно-силовой микроскопии и комбинационного рассеяния света .....	36
<i>Никифоров Д.Ф., Дураков Д.Е., Петров А.С., Рогило Д.И.</i>	
Синтез двумерного германия на поверхности высокоориентированного пиролитического графита.....	38
<i>Плотников Н.В., Майер К.</i>	
Оптимизация дизайна электронно-лучевой литографии при создании управляющих затворов спинового полупроводникового кубита .....	40
<i>Поросев Ю.В., Насимов Д.А.</i>	
Термодинамические свойства сверхпроводника с дальнедействующими примесями .....	40
<i>Снегирев А.В., Ковалев В.М.</i>	
Транспортные свойства сверхизолирующих наноструктур на основе сверхпроводящих пленок NbTiN .....	43
<i>Стуколов И.С., Миронов А.Ю.</i>	
Температурная зависимость фононных мод в тонких пленках топологических изоляторов Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> и BSTS .....	44
<i>Хаматдинов Э.У., Кумар Н., Ищенко Д.В., Милёхин И.А., Милёхин А.Г.,</i>	

---

*Терещенко О.Е.*

<b>Авторский указатель .....</b>	<b>46</b>
----------------------------------	-----------

## **ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ**



## Прогресс и перспективы в области квантовых вычислений с ультрахолодными атомами

Бетеров И.И.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Проблема создания квантового компьютера относится к переднему краю современной экспериментальной физики, поскольку управление квантовыми состояниями многочастичных квантовых систем – сложная научно-техническая задача. Существует ряд алгоритмов решения трудных математических задач, которые потенциально могли бы быть реализованы с помощью квантовых компьютеров. В то же время вопрос о практическом применении квантовых компьютеров все еще остается открытым. Основное направление современных исследований – поиск практически полезных квантовых алгоритмов, которые могли бы быть реализованы на базе уже существующих квантовых процессоров промежуточного масштаба, и одновременно с этим – увеличение масштаба квантового регистра и реализация квантовой коррекции ошибок за счет перехода от физических кубитов к логическим, объединяющим множество физических кубитов. Именно квантовая коррекция ошибок в настоящее время становится магистральным направлением в экспериментальной реализации квантовых вычислений.

Одна из наиболее перспективных платформ для реализации универсального квантового процессора – это ультрахолодные нейтральные атомы. Их преимущество заключается в возможности практически неограниченного масштабирования, поскольку размер квантового регистра ограничен в основном только мощностью лазерного излучения, используемого для захвата атомов в массивы оптических дипольных ловушек. Интересной и сложной задачей является управление квантовыми состояниями захваченных атомов. На Рис.1 приведено изображение экспериментальной установки в ИФП СО РАН и изображение флуоресцирующего атомного массива.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ 23-42-00031.

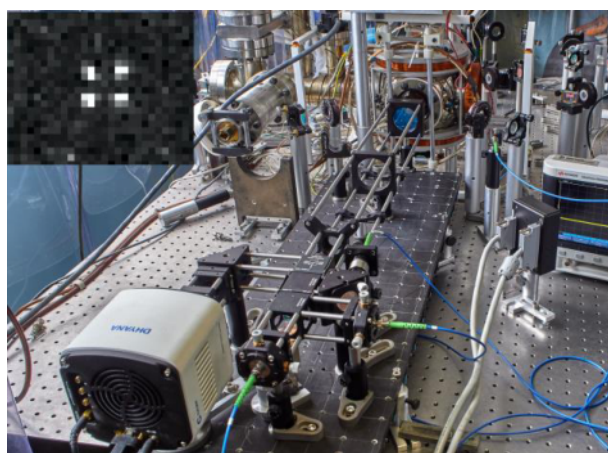


Рис.1. Экспериментальная установка с оптическими дипольными ловушками для ультрахолодных атомов рубидия. На вставке – изображение флуоресценции захваченных атомов.

## **Магнитоэкситоны в двумерных электронных системах**

**Бисти В.Е.**

*Институт физики твердого тела РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Черноголовка,  
ул. Акад. Осипьяна, 2*

Двумерные электронные системы являются постоянным объектом исследований в течение уже многих десятилетий. Основная особенность таких систем состоит в том, что носители заряда (в данном случае электроны) локализованы в слое с малыми поперечными размерами (порядка нескольких нм). Вследствие наличия ограничивающего потенциала движение электронов поперек слоя является существенно квантовым и описывается уровнями размерного квантования и соответствующими им волновыми функциями [1]. С учетом движения в плоскости система характеризуется набором подзон размерного квантования, и, следовательно, нескольких типов электронов. Существенна зависимость кулоновского взаимодействия от вида волновых функций электронов в подзонах. Важно влияние меж электронного кулоновского взаимодействия в зависимости от концентрации двумерных электронов на основное состояние и энергетический спектр возбуждений.

Под магнитоэкситонами понимают нейтральные коллективные возбуждения, связанные с переходами в двумерном электронном газе в сильных квантующих магнитных полях при учете кулоновского взаимодействия между электронами. Двумерная электронная система в магнитном поле характеризуется тремя масштабами энергии – межподзонное расстояние, циклотронная энергия и кулоновская энергия, или тремя масштабами длины – ширина квантовой ямы  $a$ , магнитная длина  $a_H$  и боровский радиус. В зависимости от соотношения между этими величинами, существуют разные типы магнитоэкситонов.

Энергии магнитоэкситонов (магнитоплазмонов и спиновых экситонов) при ненулевых импульсах возбуждения  $q$  для целочисленных факторов заполнения уровней Ландау в пределе сильного магнитного поля вычислены в работах [2-5] в рамках теории возмущений по отношению кулоновской энергии на межчастичном расстоянии к циклотронной, вышележащие подзоны и конечная ширина квантовой ямы не учитывались. Строго говоря, коллективные возбуждения в двумерном электронном газе можно рассматривать как двухчастичные только при переходах с заполненного на следующий уровень Ландау (изменение орбитального квантового числа  $\Delta n = 1, \Delta S = 0$ ) или при переходах с переворотом спина при  $\delta n = 0, \Delta S = 1$ . Переходы без переворота спина на следующий уровень Ландау - это магнитоплазмоны, переходы с переворотом спина без изменения уровня Ландау - спиновая волна. Корректное решение задачи о магнитоэкситонах возможно лишь в состояниях с целочисленными факторами заполнения, при кото-

рых основное состояние системы не вырождено. При нецелочисленном заполнении используются метод модифицированного приближения Хартри-Фока [6], при котором считается, что все вырожденные конфигурации равновероятны или обобщенное одномодовое приближение [7], в котором корреляции между электронами учитываются через структурный фактор.

В длинноволновом пределе  $qa \ll 1$  внутриволновые и междоменные возбуждения можно рассматривать независимо. Междоменные переходы могут происходить как без изменения уровня Ландау, так и с изменением уровня Ландау (комбинированные междоменно-циклотронные бернштейновские моды), их число зависит от фактора заполнения [8-9]. Без магнитного поля междоменные возбуждения делятся на возбуждения зарядовой плотности (CDE) и возбуждения спиновой плотности (SDE). Приближение хаотических фаз (RPA) дает только один тип возбуждений - CDE, учет обменного взаимодействия приводит к существованию двух типов возбуждений [10-12]. В пределе  $q=0$  междоменные переходы в квазидвумерных системах в магнитном поле без изменения уровня Ландау (модифицированные CDE и SDE) совпадают по энергии с возбуждениями без магнитного поля.

- [1] Андо Т. и др., *Электронные свойства двумерных систем*, Москва, Мир, (1985.)
- [2] Бычков Ю.А. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **33**, 152 (1981).
- [3] Лернер И.В., Лозовик Ю.Е., *ЖЭТФ*, **78**, 1167 (1980).
- [4] Kallin C., Halperin B.I., *Phys. Rev. B*, **30**, 5655 (1984).
- [5] MacDonald A.H., *J. Phys. C*, **18**, 1003 (1985).
- [6] Longo J.P., Kallin C. *Phys. Rev. B*, **47**, 4429 (1993).
- [7] MacDonald A.H. et al., *Phys.Rev. Letters*, **55**, 2208 (1985).
- [8] Бисту В.Е., *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 543 (1999).
- [9] Бисту В.Е., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 25 (2001).
- [10] Pinczuk A. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1633 (1989).
- [11] Gammon D. et al., *Phys.Rev. Lett.*, **68**, 1884 (1992).
- [12] Marmorkos I.K., Das Sarma S., *Phys. Rev. B*, **48**, 1544 (1993).

# Модуляция света: физика работы и применение в электронике

Гуляев Д.В.

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

Модуляция света в электронике — это процесс управления параметрами светового сигнала (амплитудой, фазой, поляризацией) с помощью электрического сигнала для передачи информации. Физически это достигается с помощью электронно-оптических устройств, модуляторов, которые изменяют свойства материала и, следовательно, распространяющегося в нем света в зависимости от приложенного напряжения. Такие устройства находят свое применение в различных сферах человеческой деятельности, включая оптическую связь, голографию и управление лазерным лучом.

В данной лекции подробно рассмотрены физические эффекты, лежащие в основе различных типов модуляторов, такие как электрооптические эффекты в нелинейных кристаллах и полупроводниках, квантово-размерный эффект Штарка в полупроводниковых структурах с множественными квантовыми ямами. Приведены описания оптических и электрооптических свойств монокристаллических полупроводниковых материалов из ниобата лития и соединений III–V обычно используемых для создания модуляторов, а также новых перспективных материалов, подходящих для создания модуляторов с широкой полосой пропускания и низким напряжением возбуждения, таких как кремний, электрооптические полимеры, прозрачные сегнетоэлектрические оксиды и органические нелинейно-оптические кристаллы [1-2]. Для каждого типа модулятора подробно обсуждаются основные факторы, важные для производительности модулятора, типичные конструкции модуляторов, технологии изготовления и современные характеристики. Представлены методы измерения ключевых параметров производительности. Также рассматриваются области применения высокоскоростных оптических модуляторов, помимо наиболее актуальных для телекоммуникационной отрасли, таких как аналоговые волоконно-оптические радиочастотные линии, волоконно-оптические гироскопы, оптоэлектронные генераторы и визуализация на миллиметровых волнах.

[1] Georgios Sinatkas et al., *J. Appl. Phys.*, **130**, 010901 (2021).

[2] Гуляев Д.В., Журавлев К.С., *Квантовая электроника*, **53**, 821 (2023).

## Фаза Берри и топологические инварианты

Зиновьева А.Ф.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Фаза Берри является одним из самых интригующих явлений в современной квантовой механике и физике конденсированного состояния. Названная в честь британского физика сэра Майкла Берри, она представляет собой геометрическую фазу, которая возникает, когда квантовомеханическая система подвергается циклическому адиабатическому возмущению, то есть проходит замкнутый путь в пространстве некоторых параметров. Фаза Берри является одним из топологических инвариантов, используемых для описания топологических систем. Такие топологические инварианты остаются неизменными при непрерывных деформациях системы, не затрагивающих её симметрию и не приводящих к закрытию энергетической щели. Топологические свойства определяют поведение таких квантовых систем как топологические изоляторы [1, 2] и металлы [3], ультрахолодные атомы, топологические сверхпроводники, а также элементарных частиц. Они также проявляются и в классических системах, таких как акустические и фотонные [4] метаматериалы, механические системы [5] и даже в климате Земли. Топологические фазы могут возникать в сильно взаимодействующих системах [6] из бозонов, фермионов и даже анионов (т.е. частицы, которые при обмене приобретают произвольную фазу  $e^{i\theta}$  а не  $\pm 1$ ). Даже системы без трансляционной симметрии, такие как неупорядоченные системы и аморфная материя, могут быть топологическими [7]. В данной работе описаны основные понятия, необходимые каждому студенту или исследователю, решившему заниматься физикой топологических изоляторов или других топологических систем, будь то топологические сверхпроводники или топологические фотонные кристаллы. Раскрыты вопросы, что такое краевые состояния, топологическая защищённость, кривизна Берри, число Черна и т. д.

[1] Hasan M. Z. and Kane C. L., *Reviews of Modern Physics* **82**, 3045 (2010).

[2] Qi X.-L. and Zhang S.-C., *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057 (2011).

[3] Armitage N. P. et al., *Reviews of Modern Physics* **90**, 1443 (2018).

[4] Ozawa T. et al., *Rev. Mod. Phys.* **91**, 015006(2019).

[5] Peri V. et al., *Nature Physics* **15**, 357–361 (2019).

[6] Wen X.-G., *Rev. Mod. Phys.* **89**, 041004 (2017).

[7]. Grushin A. G and Palumbo G., *Phys. Rev. B* **102**, 115146 (2020).

## Что такое мемристор?

Исламов Д.Р.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В 1970 году Леон Чуа при разработке теории электрических цепей заметил некоторые закономерности, связывающие электрический заряд  $Q$ , ток  $I$ , напряжение  $V$  и потокосцепление (полный магнитный поток)  $\Phi$ . Согласно теории цепей, напряжение с током связано через двухполюсное устройство – сопротивление –  $dV = R dI$ , заряд с напряжением – через ёмкость  $dQ = C dV$ , магнитный поток с током – через индуктивность  $d\Phi = L dI$ . Для симметрии всей системы требовалась связь потокосцепления с зарядом  $d\Phi = M dQ$ , где  $M$  – некоторая величина, носителей которой Чуа назвал четвёртым двухполюсным элементом схемотехники – «мемристором» [1].

Также Чуа рассчитал эквивалентные схемы преобразователей  $M$ - $R$ ,  $M$ - $C$  и  $M$ - $L$ , а с их помощью – и вольт-амперную характеристику (ВАХ) гипотетического мемристора. Форма ВАХ мемристора оказалась в виде гистерезиса. То есть мемристор изменяет своё сопротивление в зависимости от того, какой импульс тока протёк через него (или приложенного к нему напряжения), как бы запоминая прошлое. Этим и обусловлен выбор названия «мемристор» – «сопротивление с памятью». ВАХ описывается соотношением  $V(t) = M(Q(t))I(t)$ , где  $M(Q) = d\Phi(Q)/dQ$  – величина с размерностью сопротивления, названная инкрементальным сопротивлением. Аналогично можно ввести инкрементальный контактанс (мемдактанс)  $W(Q) = dQ/d\Phi(Q)$ ,  $I(t) = W(Q(t))V(t)$ .

При повышении частоты изменения напряжения (или  $dV/dt$ ) гистерезис ВАХ вырождается в линейную зависимость, а мемристор переходит в инвариантный по времени резистор  $M(Q) = R$ ,  $W(Q) = G$ .

Про работу Чуа и мемристор забыли почти на 40 лет, пока в 2008 году в Nature не вышла статья команды из НР, озаглавленная «The missing memristor found». В этой работе авторы описывают характеристики массивного элемента, состоящего из структуры типа металл/диэлектрик/металл (МДМ): тонкий слой нестехиометрического оксида титана  $TiO_{2-x}$  между электродами из Pt. Также авторы предположили, что это устройство может быть использовано в элементах энергонезависимой памяти и в нейронных сетях с синаптическими связями [2]. Авторы предположили, что сопротивление структуры изменяется из-за движения границы раздела  $TiO_2/TiO_{2-x}$  при приложении напряжения вследствие электромиграции ионов (вакансий) кислорода в диэлектрике.

Далее последовал шквал работ, посвящённых изучению эффекта резистивного переключения как экспериментально, так и теоретически. Обнаружено, что мемристивные свойства проявляют МДМ структуры на основе оксидов доста-

точно большого количества металлов и полупроводников, а также МПД структуры с сильно легированной подложкой. Явления, лежащие в основе резистивного переключения были пересмотрены. Одним из доминирующих на сегодня механизмов переключения в высокоомное состояние является формирование проволоочной проводящей наномасштабной структуры – филамента, – состоящего из цепочек вакансий кислорода для вакансионной памяти либо атомов металла электрохимически активного электрода для мостиковой ячейки. При этом предполагается, что при переключении идёт выделение джоулева тепла, приводящего к локальному разогреву с последующей генерацией новых дефектов. То есть система имеет положительную обратную связь и требует внешнего ограничителя тока, который является также элементом выборки ячейки для операций чтения и перезаписи – селектора. В роли селектора может выступать полевой транзистор либо малогабаритный нелинейный элемент.

Обнаружено, что мемристоры может быть многоуровневыми. Такие мемристоры стали разделять на два класса устройств: цифровые и аналоговые. Первые из них проявляют свойства резистивного переключения с дискретными уровнями сопротивления, что требуется для многобитных элементов энергонезависимой памяти. Аналоговые мемристоры востребованы для создания нейроморфных устройств.

Мемристорные элементы достаточно хорошо интегрируются в интегральные схемы (ИС) как на уровне транзисторов, так и на уровне металлизации в зависимости от требований к функциональности и конструкции ИС.

Несмотря на то, что элементы резистивной памяти встраиваются в коммерчески доступные микроконтроллеры начиная с 2014 года, объёмы матриц памяти ограничены 4МБ. Создание матриц памяти на основе резистивного переключения с большими объёмами ограничено рядом факторов: стохастическая природа переключения и отсутствие малогабаритного селектора. Это стало причиной, по которой элементы на основе резистивного переключения исключили из дорожной карты развития микроэлектроники IRDS 2024 [3].

Сегодня в качестве мемристоров рассматриваются устройства, в основе которых лежат и другие явления: фазовый переход стекло-кристалл в халькогенидах типа  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ,  $\text{In}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ ,  $\text{In}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{GeTe}$  и др. (Phase Change Memory, PCRAM), эффект магниторезистивного переключения в структурах на основе ферромагнетиков (Spin-Transfer-Torque Magnetic Tunnel Junction, STT-MTJ) и сегнетоэлектриков (Ferroelectric Tunnel Junction, FTJ). Эти устройства изменяют своё сопротивление при переходе из высокоомного состояния и обратно при протекании через них электрического тока, соответствуя определению мемристора по Чуа.

Работа поддержана РФФИ (грант №24-19-00650).

[1] Chua L., *IEEE Trans. Circuit Theory*, **CT-18**, 507 (1971).

[2] Strukov D.B. et al., *Nature*, **453**, 80 (2008).

[3] IRDS 2024, More Moore. <https://irds.ieee.org/editions/2024/more-moore>.

## Квантовая биология и биоинформатика на основе ДНК

Лахно В.Д.

*Институт математических проблем биологии РАН – филиал Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 142290, Московская область, Пущино, ул. проф. Виткевича, 1*

Возникновение, развитие и важная роль информатики в современной науке обусловлены бурным развитием компьютерных технологий. Новым и более общим направлением является рассмотрение биоинформатики как информатики на основе нанобиоэлектроники и биокомпьютерных технологий. Молекулярная ДНК является важным примером хранения данных и биокомпьютинга. Выполняя миллионы операций одновременно, ДНК-биокомпьютер позволяет экспоненциально увеличивать производительность. Проблема ограничений заключается в том, что каждый этап параллельных операций занимает очень много времени. Преодолеть эту проблему может нанобиоэлектроника [1]–[5]. Обсуждается новое направление нанобиоэлектроники, основанное на квадруплексных квантовых вычислениях. Обсуждаются такие процессы, как динамика квантовых клеточных автоматов ДНК, перенос заряда в ДНК, блоховские осцилляции, эволюция солитонов, динамика поляронов, рождение бризеров и перенос заряда, индуцированный бризерами. Представлено суперкомпьютерное моделирование динамики заряда при конечных температурах. Рассматриваются различные молекулярные устройства на основе ДНК, которые позволяют решать задачи квантовой биоинформатики на основе ДНК-технологий.

[1] Лухачев И.В. и др., *Physics Letters A*, **510**, 129547 (2024).

[2] Лахно В.Д., *Int. J. Quantum Chem*, **108**, 1970 (2008).

[3] Лахно В.Д., *EPJ Web of Conferences*, **226**, 01008 (2020).

[4] Лахно В.Д., Винников А.В., *МББ*, **16**, 115 (2021).

[5] Лахно В.Д., *Динамика квантового клеточного автомата на основе ДНК-квадруплексов*, Конференция «Математическая биология и биоинформатика», Пущино (2024) doi: 10.17537/icmbb24.43.



## **Выращивание гетеро - и наноструктур на основе HgTe**

**Михайлов Н.Н.**

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

Твердые растворы теллурида кадмия и ртути (КРТ) являются до сих пор базовым материалом для создания фотоприемников ИК излучения работающих в диапазоне ближнего (1-3 мкм), средневолнового (3-5 мкм) и длинноволнового (8-14 мкм) диапазонов ИК спектра. Развитие ИК оптоэлектронных систем идет по пути увеличения размеров матричных фотодиодных фотоприемников (ФП) с тенденцией уменьшения размеров пикселей, расширения (повышения) рабочих температур от 77К до 300К, создания двухцветных (многоцветных) фотоприемников для повышения распознавания видимых объектов.

Для реализации вышеперечисленных задач необходим высококачественный материал: нужны слои КРТ высокого структурного совершенства с высокой однородностью параметров на подложках большой площади с заданным и часто очень сложным профилем распределения состава и уровня легирования по толщине гетероструктуры.

Наиболее привлекательным методом для решения многих физических, технических и технологических проблем при изготовлении как фоточувствительных, так и излучающих гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) КРТ и/или наноструктур  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  на различных подложках является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ). является. Выбор «альтернативных» подложек Si, Ge, GaAs (не согласованных по параметру решетки) большой площади, при отработанной технологии роста буферных слоев, позволяют решать задачи по снижению стоимости, упрощения технологического процесса изготовления приёмников и лазерных структур.

В докладе представлены результаты фундаментальных исследований процессов роста буферных слоев ZnTe, CdTe, роста легирования ГЭС КРТ и наноструктур на подложках из GaAs методом МЛЭ, определить факторы, влияющие на получение материала высокого качества, и механизмы образования дефектов, их природу и электрическое состояние [1].

На разработанной в ИФП СО РАН сверхвысоковакуумной многокамерной МЛЭ установке “Обь-М” для роста ГЭС КРТ на подложках диаметром 2” и 3” (соответственно 50,8 мм и 76,2 мм) с точным контролем параметров с помощью in-situ эллипсометрических измерений решаются проблемы производства ГЭС КРТ МЛЭ с высокой однородности состава КРТ слоя по площади поверхности и заданным распределением состава по толщине растущего слоя. Приведены результаты по выращиванию многослойных ГЭС КРТ МЛЭ с различным распре-

делением состава КРТ по толщине для оптимизации параметров матричных фотоприемников [2].

Проведенное изучение процессов легирования индием и мышьяком позволило изменять тип электропроводности в широких пределах концентраций электронов и дырок (от  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Рост гетероструктур HgCdTe с различным распределением состава по толщине позволяет получать материал с уникальными свойствами, которые позволяют улучшить параметры высококачественных ИК-детекторов на их основе за счет параметров структур и снижению технологических воздействий [3].

Рассмотрены процессы выращивания и представлены результаты нового класса изотипных фотоприемных структур - nBn барьерных структур для детекторов спектрального диапазона 3-5 мкм и 8-12 мкм. Темновой ток в таких мезодиодах лимитируется диффузионным механизмом в диапазоне температур от 180 до 300 К, что обеспечивает детектирование при повышенных температурах [4]. Температурная зависимость темнового тока хорошо соответствует эмпирической модели «Rule 07» (часть новой модели «Rule 22») для классических p-n переходов с предельными характеристиками. Представлены последние достижения по росту и исследованию структур, где в качестве барьерного слоя выращивается короткопериодная сверхрешетка  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{HgTe}$ .

Рассмотрены особенности роста структур с одиночными, множественными HgTe квантовыми ямами (КЯ). Энергетическое положение уровней размерного квантования определялось из измерений спектров поглощения и фотопроводимости в температурном интервале 77-298 К. Полученные температурные зависимости энергетического положения уровней размерного квантования от толщины и состава слоев КРТ в КЯ [5]. Продемонстрирована возможность управления (корректировки) длинноволновой границы ИК ФП с множественными КЯ.

Для создания источников излучения в ИК и ТГц диапазонах будут рассмотрены процессы роста лазерных структур, включающих волноводные слои и активную область на основе КРТ КЯ. Характеризация таких структур позволила установить связь длины волны стимулированного излучения от толщины и состава КРТ. Наблюдалось стимулированное излучение в ИК и ТГц спектральных диапазонах с 3-5 мкм ( $T_{\text{раб}} \sim 290\text{К}$ ) [5] и 31 мкм при 20 К, соответственно [6] и продемонстрированы лазеры с оптической накачкой на выращенных структурах

- [1] Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. et al, *The Growth of CdTe Layer on GaAs Substrate by MBE, InTech*, (2020).
- [2] Сидоров Ю.Г. и др. *Фотоприёмные устройства на основе эпитаксиальной системы кадмий-ртуть-теллур, СО РАН* (2012).
- [3] Варавин В.С. и др. *Автометрия*, **56**, 12 (2020).
- [4] Войцеховский А.В. и др. *Оптический журнал*, **91**, 6 (2024).
- [5] Razova A.A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **1231**, 182103 (2022).
- [6] Utochkin V.V. et al., *Nanomaterials*, **12**, 2259 (2022).

## **СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ**

# Магнетотранспортные свойства тонких пленок топологического изолятора $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ , управляемые затворным напряжением: эффект Холла и магнетосопротивление

Баженов А.О.<sup>1,2</sup>, Степина Н.П.<sup>1</sup>, Ненашев А.В.<sup>1,2</sup>, Аксенов М.С.<sup>1</sup>, Кириенко В.В.<sup>1</sup>, Ищенко Д.В.<sup>1</sup>, Терещенко О.Е.<sup>1,2</sup>, Жданов Е.Ю.<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Трехмерные топологические изоляторы (ТИ) представляют собой материалы с большим потенциалом как для фундаментальной физики, так и для технологических применений в современных нанoeлектронных, оптоэлектронных и спинтронных устройствах. Сочетание симметрии обращения времени и сильного спин-орбитального взаимодействия в ТИ приводит к образованию на их границе раздела с тривиальными изоляторами топологически защищенных металлических поверхностных состояний. Закон дисперсии этих состояний описывается нечетным числом конусов Дирака с направлением спина, ортогональным волновому вектору, и однозначно с ним связанным. Ключевой особенностью дираковских поверхностных состояний является их устойчивость к обратному рассеянию на немагнитных примесях и дефектах, что обусловлено топологической защитой. Среди наиболее интенсивно изучаемых 3D ТИ находятся тонкие пленки  $\text{Bi}_x\text{Sb}_{2-x}\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$  (BSTS), в которых точка Дирака располагается вблизи края валентной зоны.

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). Измерения осуществлялись при различных температурах и затворных напряжениях. Для всех значений напряжений на затворе обнаружено положительное магнетосопротивление (МС), которое не насыщается высоких магнитных полей. В области слабых магнитных полей магнетосопротивление описывается квантовыми поправками к проводимости, величина которых зависит от затворного напряжения и увеличивается при приближении к точке зарядовой нейтральности. Высокополевая часть МС слабо чувствительна к направлению магнитного поля и может быть описана с учетом электрон-электронного взаимодействия, которое изменяется в магнитном поле за счет эффекта Зеемана из-за достаточно больших значений g-фактора для таких пленок.

Детальный анализ эффекта Холла показал, что коэффициент Холла  $R_H$  не-монотонен и сильно изменяется в слабых полях при всех напряжениях на за-

творе. Наиболее сильная нелинейность  $R_H$ , наблюдается при больших отрицательных затворных напряжениях  $V_g \sim -90$  В. Установлено, что в области малых магнитных полей коэффициент Холла при высоких отрицательных напряжениях слабо зависит от температуры. В больших полях наклон зависимости коэффициента Холла от магнитного поля меняет свой знак в зависимости от затворного напряжения. Такое поведение  $R_H$  объясняется формированием двумерного дырочного газа в системе при значительных отрицательных затворных напряжениях.

Для совместного описания МС и эффекта Холла используется трехжидкостная модель, включающая три независимых проводящих канала: топологически защищенные поверхностные состояния, объемные электроны и двумерный дырочный газ в инверсионном слое. Магнитополевые зависимости описываются в рамках единого подхода, учитывающего слабую антилокализацию в слабых полях, а также электрон-электронное взаимодействие, модулируемое эффектом Зеемана в сильных полях. При больших отрицательных затворных напряжениях, где наблюдается максимальная нелинейность эффекта Холла, реализуется механизм открытия щели в спектре поверхностных состояний. Это явление сопровождается макроскопической пространственной неоднородностью поверхности и разделением системы на локальные n- и p-типа области, возникающие вследствие близости уровня Ферми к точке Дирака. Открытие щели приводит к появлению потенциальных барьеров и существенному изменению характера электронного транспорта в магнитном поле.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда и правительства Новосибирской области № 24-22-20066.

## **Оптимизация параметров парофазного осаждения для роста массивов углеродных нанотрубок с низкой концентрацией дефектов**

**Бетке И.А.<sup>1,2</sup>, Нерушев О.А.<sup>1,2</sup>, Гареев Т.И.<sup>2</sup>, Зайцев О.В.<sup>1,2</sup>,  
Смовж Д.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 1

Углеродные нанотрубки (УНТ), синтезируемые методом парофазного осаждения на плотной матрице каталитических наночастиц, растут вертикально ориентированным массивом, «лесом». Эти системы представляют высокий интерес для задач охлаждения микроэлектроники, поскольку тепло в таком массиве распространяется почти строго вдоль леса вертикально ориентированных УНТ [1].

Цель работы - оптимизировать режимы нанесения каталитических поверхностей и синтеза УНТ для получения упорядоченных «лесов» на различных подложках.

Каталитические поверхности синтезировались методом магнетронного напыления на гладких подложках кремния и меди. В простейшем случае каталитическим слоем выступает тонкая (до 10 нм) плёнка железа. Для проведения каталитического роста нанотрубок плёнка отжигается в атмосфере аргона с водородом при температуре 700°C. В результате формируется сетка наночастиц с характерным диаметром 20-30 нм.

На фазе синтеза в систему подаётся ацетилен. На поверхности наночастиц молекулы ацетилена разлагаются на составляющие, углерод частично растворяется в железе. Затем в результате поверхностной и объёмной диффузии происходит формирование кристаллической гексагональной структуры углерода. При определенных условиях по температуре, давлению и составу газовой смеси углеродные слои формируют трубчатую структуру.

Проведено исследование зависимости параметров синтезированных УНТ от исходной толщины каталитического слоя. По результатам SEM-микроскопии показано, что при сравнительно неизменном диаметре УНТ (10-30 нм) с ростом толщины нанесенной плёнки железа уменьшается плотность «леса».

Для повышения качества каталитической поверхности методом магнетронного напыления были синтезированы более сложные слоистые гетероструктуры. Используются перемежающиеся слои оксида алюминия и железа, в которых распределение частиц катализатора на рабочей поверхности обеспечивается как исходной толщиной слоя железа и морфологией плёнки оксида алюминия, так и диффузией атомов железа из нижележащих областей через буферный слой ок-

сида алюминия [2]. Показано, что это позволяет в несколько раз увеличить плотность синтеза УНТ.

Структура атомных связей и количественное соотношение аллотропных модификаций углерода анализировались по спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). В спектрах КР полученных УНТ присутствуют характерные пики G, D, 2D, которые для последующего анализа приближались распределением Фойгта. Соотношения площадей аппроксимированных пиков демонстрируют высокую кристалличность синтезированных УНТ, малую концентрацию дефектов и низкую долю аморфного углерода в продукте синтеза, характеризуемого суммой площадей пиков D1', D1'', D3, D4 (рис. 1).

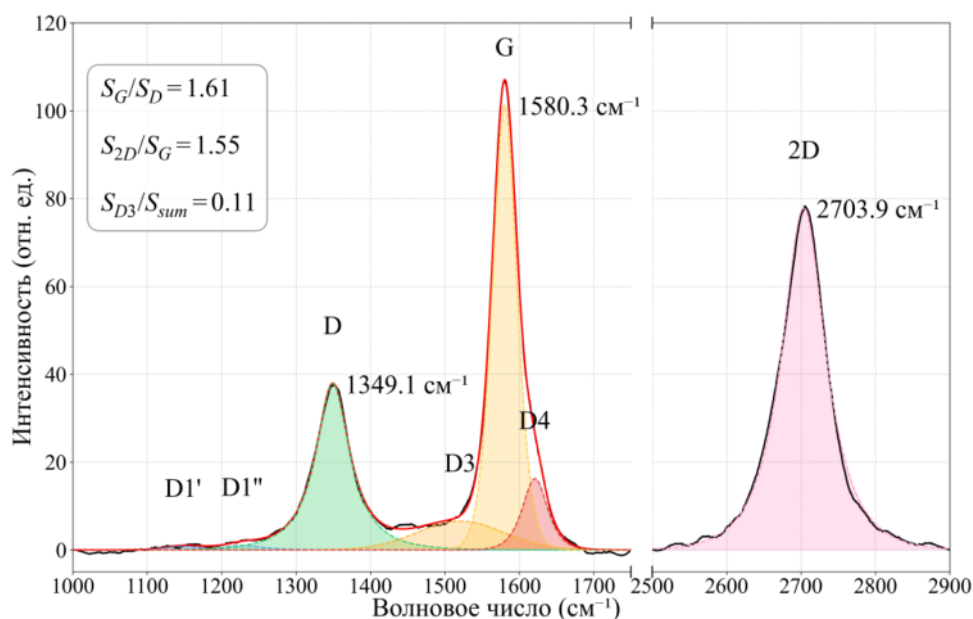


Рис. 1. Два фрагмента спектра комбинационного рассеяния углеродных нанотрубок с характерными пиками D, G, 2D, а также пиками аморфного углерода D1', D1'', D3, D4.

Работа выполнена при поддержке государственного задания ИТ СО РАН (Проект №122022800487-2)

[1]Esconjauregui S. et. al., ACS nano, **4**, 7431 (2010).

[2]Hahm, M. G. et. al., Carbon letters, **12**, 185 (2011).

## Изучение изменения сверхструктуры 2xN при эпитаксиальном синтезе Ge на Si(001)

Ворсин О.И., Смородин К.И.

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

Эпитаксиальный синтез наноструктур Ge на Si(001), перспективный для современной оптоэлектроники, сопровождается возникновением упругих напряжений вызванных рассогласованием постоянных решёток на 4,2% [1]. На начальных стадиях роста одним из ключевых механизмов релаксации этих напряжений является формирование поверхностной сверхструктуры 2xN [2]. Поскольку температура синтеза напрямую управляет кинетикой адатомов и морфологией поверхности, данная работа посвящена установлению точной зависимости размера этой сверхструктуры от температуры роста с целью углублённого понимания фундаментальных процессов управления напряжениями.

Эксперименты проводились методом молекулярно-лучевой эпитаксии с анализом морфологии поверхности в режиме реального времени с помощью дифракции быстрых отражённых электронов. Была установлена немонотонная зависимость среднего размера сверхструктуры 2xN от температуры в диапазоне 200–750 °C.

Выявлено, что при увеличении температуры от 200 °C до 550 °C длина димерных рядов (величина N) уменьшается. Это объясняется ростом длины поверхностной диффузии адатомов Ge, что позволяет им более эффективно снимать упругие напряжения за счёт формирования более частых разрывов в димерных рядах. Однако при дальнейшем повышении температуры, в диапазоне от 550 °C до 750 °C, наблюдается обратная тенденция – длина димерных рядов начинает увеличиваться. Такой характер зависимости обусловлен активацией более эффективных механизмов релаксации: формированием сверхструктур MxN, ускоренным переходом к трёхмерному росту, а также усилением диффузии атомов Ge в объём кремниевой подложки. Последний процесс снижает концентрацию германия на поверхности, что приводит к уменьшению напряжений в системе и, как следствие, к увеличению длины димерных рядов [3]. Таким образом, полученные результаты позволяют судить о смене доминирующих механизмов релаксации напряжений в зависимости от температурных условий синтеза.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 25-12-20004, <https://rscf.ru/project/25-12-20004/> и Администрации Томской области.

[1] Kukenov O.I. et al., *Journal of Optical Technology*, **91(6)**, 416 (2024).

[2] Voigtländer B. et al., *Surface Science Reports*, **43(5–8)**, 127 (2001).

[3] Nikiforov A.I. et al., *Nanoscale research letters*, **7(1)**, 561 (2012).



## Разработка симулятора квантового компьютера

Дмитриев В.С., Олейник М.А.

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

Разработка веб-ориентированных симуляторов квантовых компьютеров представляет особый интерес для современного образования и исследований в области квантовых технологий, позволяя моделировать квантовые системы без необходимости доступа к физическому оборудованию, практически из любой точки мира с доступом в интернет. Одной из ключевых проблем при создании таких симуляторов является выбор архитектуры вычислений, определяющей как производительность, так и доступность системы для конечных пользователей. Данная работа посвящена разработке веб-интерфейса симулятора квантового компьютера с комплексным учебно-методическим обеспечением, ориентированного на применение в образовательном процессе [1].

Был реализован веб-интерфейс, включающий четыре основных функциональных модуля. Центральным элементом является визуальный конструктор квантовых схем. Модуль визуализации результатов включающий гистограмму распределения вероятностей измерений. Особенностью системы является интеграция образовательного контента, содержащего теоретические материалы по основам квантовых вычислений и практические задания для лабораторных работ.

Таким образом, разработанный симулятор представляет собой не просто инструмент для моделирования квантовых схем, а комплексную образовательную среду, сочетающую интуитивный интерфейс, наглядную визуализацию и структурированное учебное содержание. Полученные результаты открывают перспективы для дальнейшего развития системы, например, поддержка дополнительных квантовых алгоритмов.

[1] Торгаев С.Н. и др., Основы квантовых вычислений, Издательство STT, Национальный исследовательский Томский государственный университет (2020)

# ***In situ* отражательная электронная микроскопия графитизации поверхности подложки 6H-SiC(0001) при высокотемпературном отжиге**

Дураков Д.Е., Рогило Д.И., Петров А.С.

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

Сложность создания электронных приборов на основе графена заключается в получении его качественных слоёв на диэлектриках, в связи с этим перспективным является методом термического разложения карбида кремния (SiC) [1]. Быстрая сублимация кремния в вакууме усложняет контроль качества и количества слоёв графена, но *in situ* наблюдение методом отражательной электронной микроскопии (ОЭМ) и дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) помогает управлять процессом графитизации поверхности.

В работе были проведены эксперименты по высокотемпературному резистивному отжигу подложек 6H-N SiC(0001) ( $\sigma = 0.02\text{--}0.1$  Ом/см). Измерения температуры образцов производились с помощью оптического пирометра. Для *ex situ* анализа морфологии образцов применялась атомно-силовая микроскопия (АСМ, Bruker Multimode 8). Для определения стехиометрического состава поверхности образцов измерялся спектр комбинационного рассеяния света (КРС) с помощью спектрометра (XploRa Plus, Horiba,  $\lambda = 532$  нм). Для определения областей с разным стехиометрическим составом использовался сканирующий электронный микроскоп (СЭМ, Hitachi SU8220, ускоряющее напряжение 2 кВ).

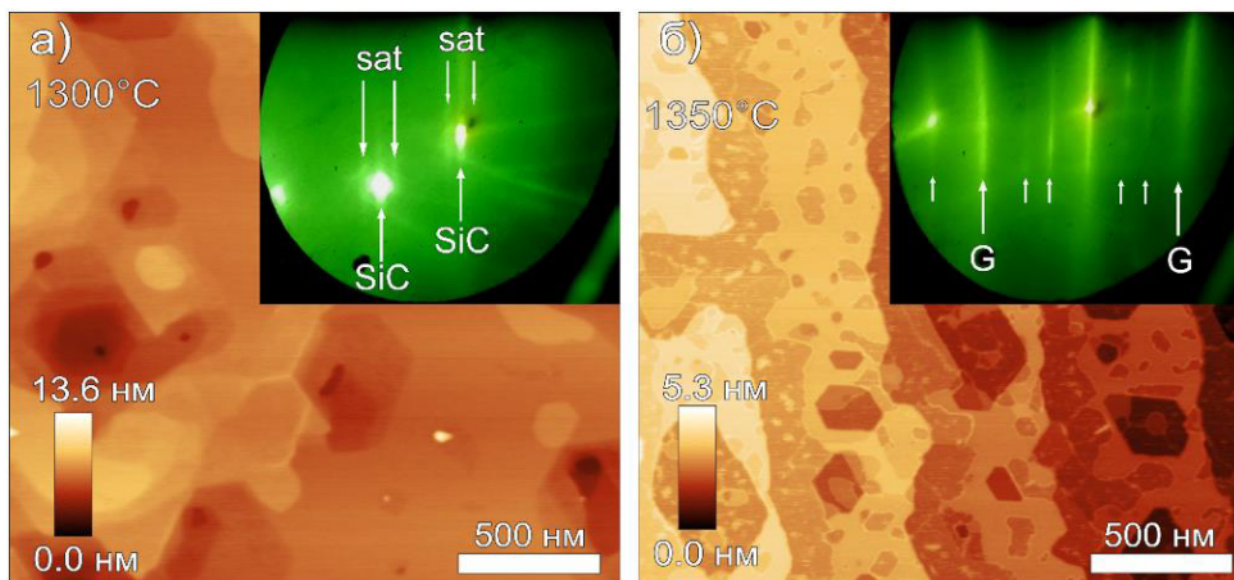


Рис. 1. (а) АСМ-изображение поверхности образца после отжига 5 мин при  $T = 1300^\circ\text{C}$ ; (б) АСМ-изображение поверхности образца после отжига 4 мин при  $T = 1350^\circ\text{C}$ . На вставках изображены картины ДБЭО, наблюдаемые во время отжига, соответствующие АСМ-изображениям.

Впервые был записан процесс получения ступенчато-террасированных поверхностей 6H-SiC с высотой ступеней 0.75 нм методом ОЭМ, для получения которой образцы отжигались 20 мин при  $T = 1200^{\circ}\text{C}$ . Методом *in situ* дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) установлена зависимость морфологии поверхности SiC от длительности отжига. Комплексный *ex situ* анализ (АСМ, СЭМ, КРС) образцов после отжига позволил определить оптимальные температурные режимы формирования буферного слоя и однослойного графена. Было установлено, что для формирования буферного слоя (рис.1(а)) необходимо отжигать образцы в течении 5 мин при  $T = 1300^{\circ}\text{C}$  до появления сателлитных рефлексов, соответствующих сверхструктуре  $(6\sqrt{3} \times 6\sqrt{3}) R30^{\circ}$ , изображённых на вставке рис. 1(а). Для формирования монослоя графена (рис.1(б)) необходимо отжигать образец до исчезновения дифракционных рефлексов, соответствующих буферному слою, изображённых на вставке рис. 1(б). При температуре  $T = 350^{\circ}\text{C}$  монослой графена образуется за 4 минуты [2].

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры». Эксперименты и диагностика методом КРС выполнены при поддержке государственного задания (проект № FWGW-2025-0014). Диагностика методами СЭМ и АСМ выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-30023).

[1] Emtsev K.V. et al., *Nat. Mater.*, **8**, 203 (2009).

[2] Durakov D.E. et al., *Semicond.*, **59**, 102 (2025).

# **Модель сдвига коэрцитивного напряжения сегнетоэлектрической конденсаторной структуры со временем при хранении поляризованного состояния**

**Залялов Т.М.<sup>1,2</sup>, Исламов Д.Р.<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Стремительное развитие вычислительной мощности и портативности электронных устройств неразрывно связано с внедрением новых технологических решений в производство микроэлектроники. Внедрение элементов сегнетоэлектрической памяти (FeRAM) на основе оксида гафния  $\text{HfO}_2$  в микросхемы цифровых устройств может способствовать увеличению скорости их работы, повышению энергоэффективности и ресурса работы. На пути к включению FeRAM на основе  $\text{HfO}_2$  в состав электронных устройств стоит ряд нерешенных задач.

Одной из известных проблем сегнетоэлектрической памяти является потеря конденсаторной структурой поляризованного состояния со временем. Этот процесс связывают со сдвигом коэрцитивного напряжения ввиду накопления заряда в структуре. В работе [1] представлена модель конденсаторной структуры с дополнительным тонким диэлектрическим слоем, возникающим на границе с электродом: металл/диэлектрик/сегнетоэлектрик/металл. Авторами работы [1] рассмотрен сдвиг коэрцитивного напряжения со временем, происходящий ввиду накопления на границе диэлектрик/сегнетоэлектрик электрического заряда.

В данной работе была осуществлена адаптация модели, построенной в [1], для применения к сегнетоэлектрической структуре на основе  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$  и показано расширение существующей модели путем добавления дополнительного диэлектрического слоя на границе сегнетоэлектрика со вторым электродом. Были получены экспериментальные зависимости смещения коэрцитивного напряжения от времени для структуры  $\text{TiN}/\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2/\text{TiN}$  и структур с легированным сегнетоэлектриком  $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2:\text{La}$  с содержанием La 2 и 3,5 мол.%. Проведено сравнение двух групп параметров, полученных в результате экстраполяции зависимости коэрцитивного напряжения от времени с использованием двух моделей: с одним и двумя диэлектрическими слоями в структуре.

Авторы благодарят ЦКП «ВТАН» НГУ за предоставление ресурсов измерительного оборудования.

[1] Tagantsev A.K. et al., *J Appl. Phys.*, **96**, 6616 (2004).

# Излучательная рекомбинация в GeSi структурах, сформированных из ионно-молекулярных пучков

Захарук Ю.С.<sup>1,2</sup>, Смагина Ж.В.<sup>1</sup>, Зиновьев А.В.<sup>1</sup>, Захаров В.Е.<sup>3</sup>,  
Яблонский А.Н.<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630024, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

<sup>3</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афоново, ул. Академическая, 7

В настоящее время в мире существует значительный интерес к поиску путей создания эффективных светоизлучательных приборов на основе кремниевой технологии [1]. Одним из направлений повышения эффективной излучательной рекомбинации в структурах на основе кремния является дефектная инженерия – создание центров рекомбинации с помощью ионного облучения [2]. В наших работах было показано, что ионная имплантация германия в кремний и последующий термический отжиг приводят к высокой термической стабильности фотолюминесценции (ФЛ) полученных структур и многократному увеличению интенсивности фотолюминесценции по сравнению с эпитаксиальными GeSi структурами [3]. Эти структуры демонстрируют линейную зависимость интенсивности излучения от мощности лазерного возбуждения, что является характерным признаком прямых оптических переходов. Скорость излучательной рекомбинации носителей заряда в таких структурах значительно выше, чем в структурах с эпитаксиальными GeSi квантовыми точками, сформированными без ионного облучения.

В настоящей работе представлен метод создания гетероструктур Ge/Si с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при одновременном облучении ионами Ge<sup>+</sup> с контролируемым изменением их энергии в диапазоне от 1 до 2 кэВ. Структуры выращивали на подложках "кремний-на-изоляторе" при температурах от 500°C до

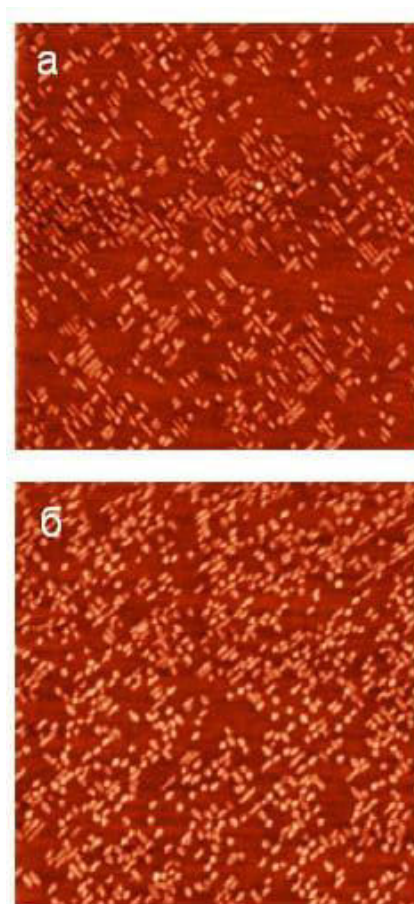


Рис.1. АСМ-изображения ( $1.5 \times 1.5$  мкм<sup>2</sup>) поверхности с GeSi nanoостровками на КНИ подложках: а – МЛЭ; б – МЛЭ с облучением ионами Ge<sup>+</sup>. Температура роста 500°C.

600°C. Облучение ионами  $\text{Ge}^+$  осуществлялось путем приложения отрицательного электрического потенциала к подложке. Приложенное напряжение ускоряло ионы  $\text{Ge}^+$ , вылетающие из ионно-лучевого испарителя по направлению к подложке. Свойства структур исследовали методами атомно-силовой микроскопии и фотолюминесценцией.

Обнаружено, что при температурах роста  $< 550^\circ\text{C}$  ионное облучение приводит к уменьшению латерального размера  $\text{GeSi}$  наноструктур (в форме *hut*-кластеров) и к увеличению их поверхностной плотности (рис. 1). Это можно объяснить формированием точечных дефектов в приповерхностной области эпитаксиальной структуры при воздействии ионным пучком, которые становятся центрами преимущественного зарождения островков. При повышении температуры до  $550^\circ\text{C}$  дефекты, созданные ионным облучением, способствуют формированию трёхмерных  $\text{GeSi}$  островков большего размера (в форме *dome*-кластеров). При температурах  $> 550^\circ\text{C}$  дефекты отжигаются и перестают вносить вклад в процесс зарождения наноструктур.

В структурах с ионным облучением обнаружено многократное (в 3–4 раза) усиление сигнала фотолюминесценции в спектральном диапазоне от 0.75 до 0.95 эВ по сравнению с сигналом ФЛ от структур, созданных без ионного облучения (рис. 2). Из спектров ФЛ, полученных при разных мощностях фотовозбуждения, обнаружено, что для структур, выращенных в условиях ионного облучения, положение максимума интенсивности излучения при 0.775 эВ остается практически неизменным с увеличением фотовозбуждения. В то же время для структур с  $\text{GeSi}$  наноструктурами, созданных без ионного облучения, наблюдается смещение полосы излучения наноструктур в сторону больших энергий фотонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 25-22-00424).

[1] Brehm M., Grydlik M. *Nanotechnology*, **28**, 39200 (2017).

[2] Соболев Н.А. и др., *ФТП*, **56(9)**, 904 (2022).

[3] Zinovyev A.V. et al., *J. Appl. Phys.*, **130**, 153101 (2021).

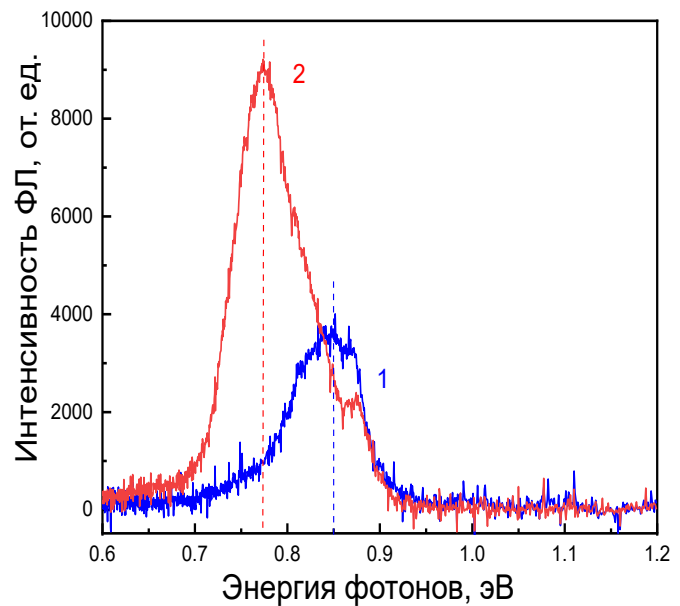


Рис. 2. Спектры ФЛ от 10-слойных структур, выращенных на КНИ подложках при  $500^\circ\text{C}$ : 1 – МЛЭ; 2 – МЛЭ с одновременным облучением ионами  $\text{Ge}^+$ . Спектры измерялись при 78 К.



# Временная нестабильность фононного крыла фотолюминесценции $NV^-$ -центров в алмазе

Карнаухов С.<sup>1</sup>, Шулепов М.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

<sup>2</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/3

Благодаря особым свойствам, алмазные сенсоры на основе оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) открывают новые перспективы для решения фундаментальных и прикладных задач, таких как исследование магнитных свойств отдельных молекул и биологических объектов, создание элементов квантовых компьютеров [1] и прецизионная диагностика в микроэлектронике. Современным трендом в развитии высокочувствительной сенсорики является использование ОДМР-спектроскопии на азот-вакансионных, в частности,  $NV^-$ -центрах в алмазе, в связи с его относительно большой изученностью. Актуальность этой методики обусловлена её уникальными преимуществами по сравнению с традиционными магнитометрами: способностью функционировать в широком диапазоне условий, включая комнатные температуры и высокий радиационный фон, обеспечивать высокую чувствительность магнитного поля, вплоть до единиц нанотесла и проводить неинвазивные измерения [2].

Каждая точка ОДМР-спектра рассчитывается как контраст интенсивностей фотолюминесценции с приложенным СВЧ-полем и без него.

Данная работа рассматривает феномен перераспределения энергии между фононными модами в спектре фотолюминесценции алмазного образца, содержащего как  $NV^-$ -, так и  $NV^0$ -центры окраски. Как видно из рисунка 1, фононное крыло меняет свой геометрический вид, визуально это можно описать как перетекание энергии из одних фононных мод в другие. При этом бесфононная линия (локальный максимум при  $\sim 1.95$  эВ) не меняется со временем в рамках погрешности измерений.

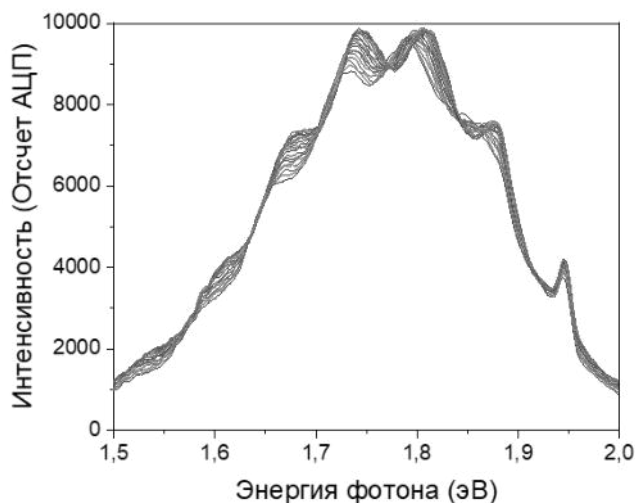


Рис.1. Спектр фотолюминесценции алмазного образца. Одно измерение проводится раз в 20 минут. Инициализация лазером 520 нм

При повторении эксперимента в другой рабочей области образца был замечен тот же эффект, но с другой скоростью протекания. На рисунке 2 можно отметить огибающие фононного крыла, за пределы которого амплитуда осцилляций не выходит.

Был рассчитан период перераспределения энергий между фононными модами для первого эксперимента, он составляет  $\sim 15$  часов, во втором же эксперименте эта цифра доходит до десятков минут, что говорит о возможном влиянии феномена на достоверность магнитной сенсорики на основе ОДМР-спектроскопии. Для сенсора магнитного поля неоптимально использование сразу всего спектра люминесценции рабочего тела, намного менее затратно использование фотодетектора с ограниченной полосой чувствительности [3], которая включает наиболее чувствительную область спектра к магнитному полю – максимум фононного крыла. Однако, как можно видеть из иллюстраций выше, рассматриваемый феномен приводит к наибольшим изменениям именно в этой области.

Эффект был обнаружен в образцах, содержащих как  $NV^-$ , так и  $NV^0$ -центры окраски, но, при отсутствии одной из перечисленных примесей, эффект не наблюдается, что говорит о перераспределении энергий фононов между близлежащими центрами. В рассмотренных авторами данной работы литературных источниках данный феномен не упоминался ранее.

Образцы были предоставлены ООО «Высокотехнологичные алмазные устройства»

[1] Liu C. et al., *Phys. Rev. A*, **98**, 8 (2018).

[2] Hansen N. W. et al., *Microscopic-scale recording of brain neuronal electrical activity using a diamond quantum sensor*, *arXiv e-prints*, **arXiv:2208.14068**, 8, (2022).

[3] Yulin D. et al., *Advanced Quantum Technologies*, **8**, 3 (2025).

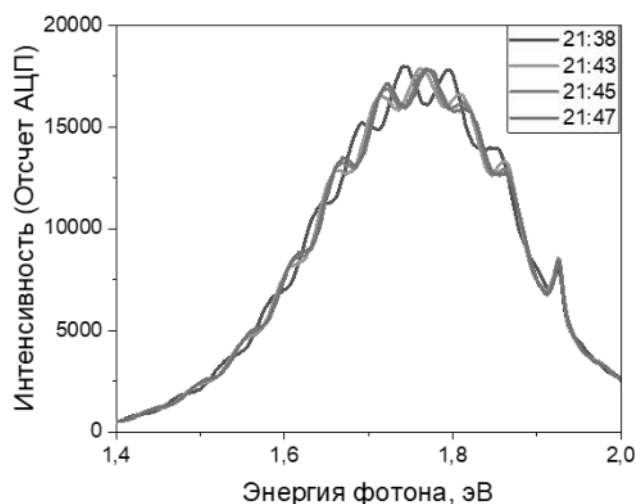


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции алмазного образца, другая рабочая область. Инициализация лазером 520 нм



## Исследование оптических свойств пленок CdTe в области края фундаментального поглощения

Кузнецова Л.С.<sup>1,2</sup>, Швец В.А.<sup>1</sup>, Ремесник В.Г.<sup>1</sup>, Якушев М.В.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Кадмий ртуть теллур (КРТ) – это один из основных материалов ИК-фотоэлектроники, предназначенный для создания матричных фотоприемников. В ИФП СО РАН развита технология получения этого материала методом молекулярно-лучевой эпитаксии на пластинах Si. Для снижения рассогласования постоянных решеток между HgCdTe и Si последовательно выращивают буферные слои ZnTe и CdTe. Структурное качество слоёв CdTe, определяющее дальнейший рост КРТ, влияет на его оптические характеристики. Оптические константы – это фундаментальные свойства материалов. В частности, поведение показателя поглощения прямозонного полупроводника вблизи края поглощения отражает его кристалличность. Из-за кристаллических дефектов появляются уровни в запрещенной зоне, и край поглощения становится более размытым. Поэтому исследование оптических констант CdTe, в особенности вблизи края поглощения, представляется важным этапом совершенствования технологии.

Работа посвящена исследованию оптических констант пленок CdTe вблизи края фундаментального поглощения. Исследования проводились методами, отражательной спектроскопии, спектральной *ex situ* и одноволновой *in situ* эллипсометрии. Были разработаны оригинальные методы расчёта показателя поглощения.

Спектры отражения  $R(\lambda)$  имеют осциллирующий характер из-за интерференции на слое CdTe. Толщина слоя была рассчитана по положениям экстремумов в области прозрачности. Показатель поглощения определялся по скорости нарастания амплитуды осцилляций при переходе края поглощения. Основным достоинством данного метода является его простота, но он имеет ряд ограничений. Во-первых, для его реализации необходимо знать спектральную зависимость показателя преломления материала в области прозрачности. Во-вторых, метод применим только для ограниченного диапазона толщин, в-третьих, определение коэффициента поглощения происходит по точкам (экстремумам), что снижает детальность получаемых данных.

Эти ограничения отсутствуют в методе спектральной эллипсометрии. Спектральные зависимости  $n(\lambda)$ ,  $k(\lambda)$  рассчитывались из спектров эллипсометрических параметров при заданной толщине слоя, которая определялась по спектрам  $\Psi(\lambda)$ ,  $\Delta(\lambda)$  в области прозрачности. Точность этого метода ограничена длиной когерентности зондирующего излучения, и она уменьшается с увеличением толщины слоя.

Для определения поглощения плёнок в процессе их выращивания была разработана оригинальная методика, основанная на проведении серии последовательных ростов с эллипсометрическими измерениями на различных длинах волн (рис. 1). С изменением толщины траектория параметров  $\psi$  и  $\Delta$  описывает спиралевидную кривую, по скорости сворачивания которой определяется показатель поглощения.

На рис. 2 представлены расчетные зависимости показателя поглощения, полученные различными методами, и литературные спектры [1,2]. Измеренные нами зависимости для выращиваемых плёнок CdTe занимают промежуточное положение между ними. Расхождение может быть связано с особенностью поведения спектров оптических постоянных полученных плёнок и их отличием от оптических констант объемного материала. Полученные результаты представляют ценность как для описания фундаментальных свойств эпитаксиальных плёнок CdTe, так и для технологического контроля процессов эпитаксии гетероструктур КРТ, которая основана на оптических методах.

- [1] Adachi S. *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information*. 1st ed. New York: Springer, (1999).  
 [2] Palik E.D. *Handbook of optical constants of solids*. Vol. 2. San Diego: Academic Press, (1985).

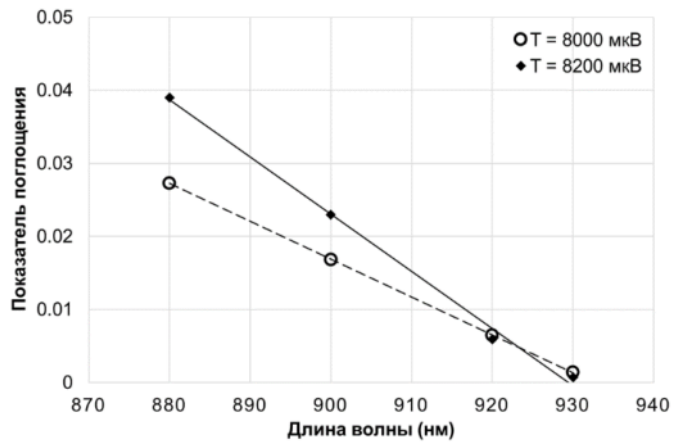


Рис. 1. Спектральная зависимость показателя поглощения для образцов CdTe при двух различных температурах источника.

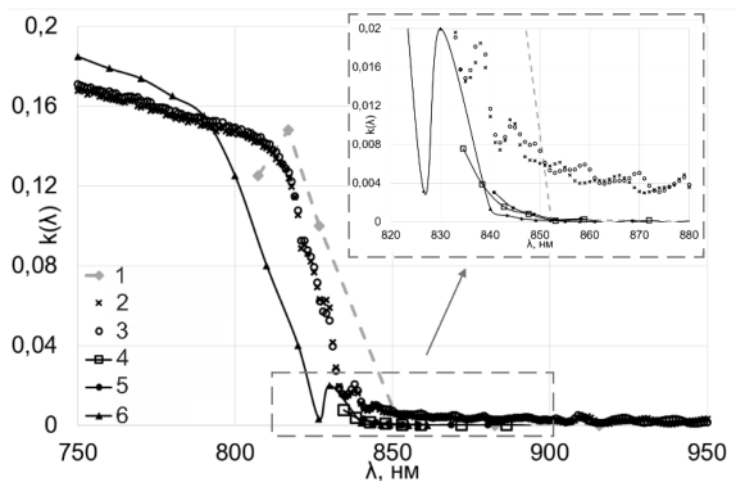


Рис. 2. Спектральные зависимости показателя поглощения. Представлены литературные данные [1] и [2] (кривые 1 и 6). Экспериментальные результаты, полученные для образцов 2KT250604 и 2KT250603 методами спектральной эллипсометрии (кривые 2 и 3) и отражательной спектроскопией (кривые 4 и 5).

# **Влияние магнитного поля на аномальные флуктуации кондактанса в мезоскопическом проводнике на основе двумерного полуметалла**

**Курмачев Д.А.<sup>1,2</sup>, Квон З.Д.<sup>1,2</sup>, Михайлов Н.Н.<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Универсальные флуктуации кондактанса (УФК) — фундаментальное мезоскопическое явление в неупорядоченных металлах, амплитуда которых сравнима с квантом проводимости [1]. В настоящей работе исследуются аномальные флуктуации кондактанса (АФК) в сильно разупорядоченном двумерном полуметалле, реализуемом в HgTe квантовых ямах.

Исследования проводились на мезоскопических образцах холловской геометрии с затвором на основе HgTe квантовой ямы толщиной 14 нм. В таких структурах реализуется энергетический спектр двумерного полуметалла с небольшим перекрытием зон (около 5 мэВ) [2]. Измерения диссипативного сопротивления проводились при температуре 100 мК в магнитных полях до 1 Т. Исследовалась затворная зависимость продольного и холловского сопротивления.

Обнаружено, что магнитное поле оказывает сильное влияние на аномальные флуктуации. Поле не только подавляет флуктуации при высоких значениях ( $>0.5$  Т), но и в определенном диапазоне может существенно модулировать их амплитуду. Впервые показано, что магнитное поле меняет не только амплитуду, но и спектральные характеристики флуктуаций, то есть средний период их осцилляций в зависимости от напряжения на затворе. В отличие от результатов, полученных на макроскопических образцах [3], в исследованных мезоскопических структурах отсутствуют выраженные флуктуации по магнитному полю. Это указывает на различное проявление когерентных эффектов в зависимости от масштаба системы и характера беспорядка.

Влияние магнитного поля на АФК, а также изменение спектра флуктуаций свидетельствуют об их принципиально ином, по сравнению с УФК, механизме. Отсутствие флуктуаций по магнитному полю и сильная зависимость от степени беспорядка подчеркивают роль крупномасштабной интерференции волновых функций носителей заряда в условиях электрон-дырочного взаимодействия. Полученные данные подтверждают, что магнитное поле является ключевым параметром, управляющим аномальными флуктуациями в двумерном полуметалле.

Работа поддержана грантом РФФ-23-72-30003.

[1] *Lee P.A. et al., Phys. Rev. Let.,* **55**, 1622 (1985).

[2] *Gospodaric J. et al, Phys. Rev.B,* **104**, 115307 (2021).

[3] *Khudaiberdiev D.A. et al, Nanomaterials,* **13**, 2882 (2023).

## Теория одномерного вигнеровского упорядочения локализованных электронов в нитриде кремния

Махмудиан М.М.<sup>1,2</sup>, Махмудиан М.М.<sup>1,2</sup>, Энтин М.В.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Аморфный нитрид кремния ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) имеет высокую концентрацию ловушек и используется в качестве запоминающей среды в современной Charge Trap Flash Memory (CTFM) [1]. Была сформирована гипотеза о вигнеровской кристаллизации электронов, локализованных на ловушках в диэлектрике [2]. Было показано, такие электроны образуют упорядоченную структуру [3].

Для изучения локализации электронов, мы рассмотрели захват электронов на глубоких нейтральных ловушках, где отсутствуют свободные носители, и электроны, отталкиваясь, стремятся занять положения на максимально возможном расстоянии друг от друга, формируя неупорядоченную структуру [4].

Мы рассматриваем диэлектрик как систему случайно распределенными ловушками, где электроны локализованы на случайных позициях ловушек, а их взаимодействие описывается кулоновским отталкиванием и внешним параболическим потенциалом, предотвращающим уход электронов.

В рамках настоящей работы изучается захват электронов в одномерном массиве глубоких нейтральных ловушек. Также для минимизации влияния внешней неоднородности от параболического потенциала рассматривается система из ловушек, случайно распределённых на кольце, что обеспечивает трансляционную инвариантность и устраняет необходимость в удерживающем потенциале. Для численного моделирования разработана программа, минимизирующая полную энергию системы, а для анализа перехода от низкой к высокой плотности электронов используется корреляционная функция.

Мы благодарим Гриценко В.А. за полезные и плодотворные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 25-12-00022).

[1] Gritsenko V.A., *Thin films on silicon electronic and photonic applications*, chapter 6, 273, World Scientific Press (2016).

[2] Gritsenko V.A., *JETP Lett.* **64**, 525 (1996).

[3] Shaimiev S.S. and Gritsenko, V.A., *Appl. Phys. Lett.* **96**, 263510 (2010).

[4] Махмудиан Мехрдад М. et al., *Физика твердого тела*, **67**(9), 1798 (2025).

## **Диагностика слоёв графена на подложке 6H-SiC (0001) методами атомно-силовой микроскопии и комбинационного рассеяния света**

**Никифоров Д.Ф.<sup>1,2</sup>, Дураков Д.Е.<sup>1</sup>, Петров А.С.<sup>1,2</sup>, Роголо Д.И.<sup>1,2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Карбид кремния (SiC) — широкозонный полупроводниковый материал, активно применяющийся в силовой электронике. Кроме того, SiC интересен ещё и тем, что на его поверхности возможно формирование с помощью метода термического разложения слоёв эпитаксиального графена, закрепленных сразу на диэлектрической подложке. При нагревании карбида кремния выше 1200 °С в условиях сверхвысокого вакуума с его поверхности активно сублимирует кремний, тогда как оставшийся на поверхности углерод формирует графеновую плёнку, количество и качество слоёв которой напрямую влияет на свойства полученного материала. Для анализа морфологии поверхности в данной работе применяется атомно-силовая микроскопия (АСМ), а для определения стехиометрического состава и качества поверхности — метод комбинационного рассеяния света (КРС), который также использовался для оценки количества графеновых слоёв с помощью двух способов. Первый основан на уменьшении интенсивности пика SiC на частоте 1516 см<sup>-1</sup> после отжига в связи с увеличением количества графеновых слоёв, выступающих в качестве барьерных для рассеянного света [1], второй — на зависимости отношения пиков G и 2D от толщины графена [2].

Образцы для исследования размером 8 × 1,5 × 0,33 мм были вырезаны из пластины 6H- SiC (0001). Образцы отжигались при ~1300 °С. Температура отжига измерялась оптическим пирометром. Спектры КРС снимались при комнатной температуре на спектрометре Horiba XploRa с лазерным возбуждением 532 нм и мощностью 1 мВт. Изучение морфологии поверхности происходило с использованием атомно-силового микроскопа Bruker.

Выявлено, что использование данной схемы отжига приводит к формированию неоднородных по толщине графеновых пленок (рис. 1) [3]. При отжиге SiC при температуре ~1250 °С в течение 4 минут (рис. 1а) происходит активная сублимация кремния, оставшийся на поверхности углерод формирует буферный слой, на что указывает наличие пика D, отвечающего преимущественно за нарушение симметрии вследствие эпитаксиального роста, и почти полное отсутствие пика 2D в спектрах КРС (рис. 1в).

При отжиге с температурой ~1350 °С в течение 4 минут поверхность SiC

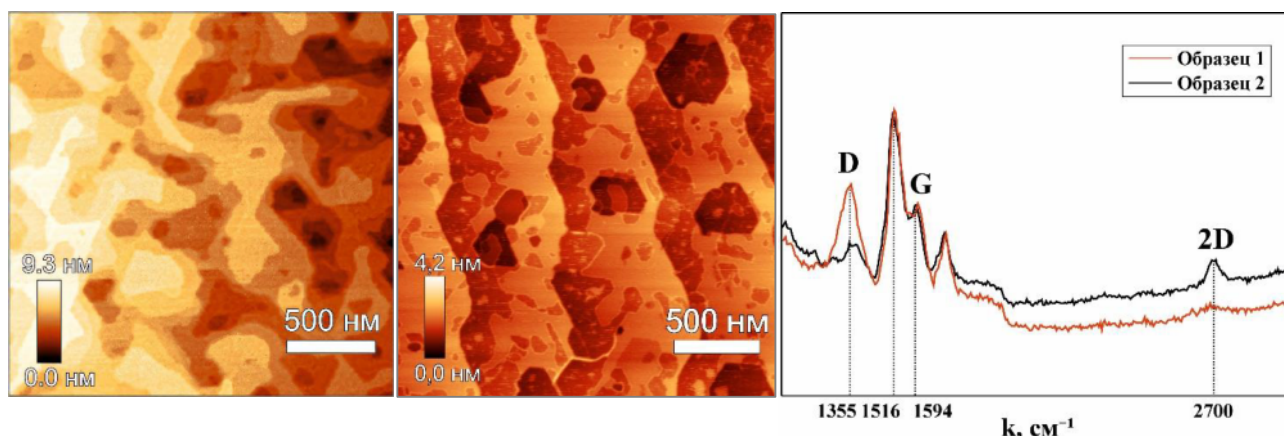


Рис. 1. Исследование образцов методами КРС и АСМ: а) АСМ-изображения образца после отжига при температуре 1250 °С в течение 4 минут; б) АСМ-изображение образца после отжига при температуре 1350 °С в течение 4 минут; в) – КРС-спектры, соответствующие АСМ-изображениям а) и б).

становится ступенчато-терассированной (рис. 1б). При данных параметрах отжига формируется однослойный графен, что подтверждается наличием пиков 2D и D в спектре комбинационного рассеяния. По картинам АСМ видно, что присутствуют кластеры двуслойного графена. Можно сделать вывод, что для формирования одного слоя графена необходим отжиг при тех же температурах, но в течение менее 4 минут [3], а для формирования двуслойного графена необходимо увеличить время отжига.

Помимо этого, был произведён отжиг образцов с большим количеством слоёв на поверхности благодаря чему были установлены границы применимости методов оценки толщины по спектрам КРС: метод, основанный на ослаблении пика подложки 1516  $\text{cm}^{-1}$ , эффективен для тонких плёнок ( $\leq 6$  слоёв), а метод отношения интенсивностей пиков G/2D – для толстых плёнок ( $\geq 20$  слоёв).

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры». Эксперименты и диагностика методом КРС выполнены при поддержке государственного задания (проект № FWGW-2025-0014). Диагностика методом АСМ выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-30023-П).

[1] Shivaraman S. et al., *J. Electron. Mater.*, **38**, 725 (2009).

[2] Das A. et al., *Bull. Mater. Sci.*, **31**, 579 (2008).

[3] Durakov D.E. et al., *Semicond.*, **59**, 102 (2025).

# Синтез двумерного германия на поверхности высокоориентированного пиролитического графита

Плотников Н.В., Майер К.

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

В настоящее время синтез двумерного германия привлекает значительное внимание благодаря уникальным свойствам, которые открывают широкие перспективы для нанoeлектроники, фотоники и спинтроники [1]. Однако его синтез сопряжен со значительными трудностями. Основное препятствие — склонность атомов германия к  $sp^3$ -гибридизации, поэтому в отличие от углерода в графене германий стремится образовывать объемную кристаллическую решетку, что затрудняет получение плоских 2D-структур [2]. Для преодоления этой проблемы необходимо уменьшить как внешнее воздействие на синтезируемую структуру путем точного контроля параметров роста, что включает в себя регулирование температуры подложки и скорости осаждения, так и влияние со стороны подложки. К таким слабовзаимодействующим подложкам относят высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ). Целью работы является изучение особенностей формирования двумерного германия на ВОПГ методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Эксперименты проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь-100» в условиях сверхвысокого вакуума при разных температурах роста. В процессе роста проводился контроль с помощью дифракции быстрых электронов (ДБОЭ). После осаждения атомов германия исследовалась морфология образцов с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей-электронной микроскопии (СЭМ). Фазовый состав оценивался с помощью рамановской спектроскопии. Также методом функционала электронной плотности в Quantum espresso проводилось моделирование двумерного германия на поверхности слоя графена с последующим анализом параметров исследуемой структуры.

Было показано, что при невысоких температурах и низких потоках осаждения атомов германия на картинах ДБОЭ возникают дублирующие рефлексy, характеризующие появление высокосимметричной структуры. Анализ изображений АСМ и СЭМ показывают наличие как островков на краях террас, так и области скопления германия вдали от ступеней, высота которых соответствует  $\sim 0,3$  нм. Данное значение совпадает с теоретически полученным значением межплоскостного расстояния одноатомного слоя германия на поверхности графена. При повышении температуры наблюдается нуклеация атомов с последующим встраиванием на края террас. На спектрах образцов, полученных методом рамановской спектроскопии, наблюдалось образование пиков вблизи 296, 300 и

304 см<sup>-1</sup>, что соответствует литературным данным для графеноподобного германия [3].

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 25-12-20004, <https://rscf.ru/project/25-12-20004/> и Администрации Томской области.

[1] Lozovoy K. A. et al., *C (Journal of Carbon Research)*, **10**(2), 36 (2024).

[2] Kukucska G. et al., *J. Phys. Chem. C*, **123**, 1 (2019).



# Оптимизация дизайна электронно-лучевой литографии при создании управляющих затворов спинового полупроводникового кубита

Поросев Ю.В.<sup>1,2</sup>, Насимов Д.А.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Создание квантового компьютера на полупроводниковых материалах — это актуальная задача, которая может быть решена с использованием локализованных электронов [1]. Для их локализации и манипулированием спиновыми состояниями используется наноразмерная структура с перекрывающимися затворами [2]. Для перехода к созданию затворов на составных полупроводниковых подложках необходимо предварительно достичь результата на чистом кремнии.

Целью данной работы являлась оптимизация дизайна управляющих затворов, которые необходимы для создания спиновых кубитов. Для этого был применен метод электронной нанолитографии с последующей взрывной литографией металла (Ti). В качестве резиста использовался Positive PMMA 950K. Экспонирование проходило со следующими параметрами: ускоряющим напряжением (ЕНТ) — 20кВ, апертурой — 20мкм. На Рис. 1 показаны изображения изготовленных масок, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Для правильной работы структуры ширина затвора в области 1 на Рис.1 должна быть минимальной.

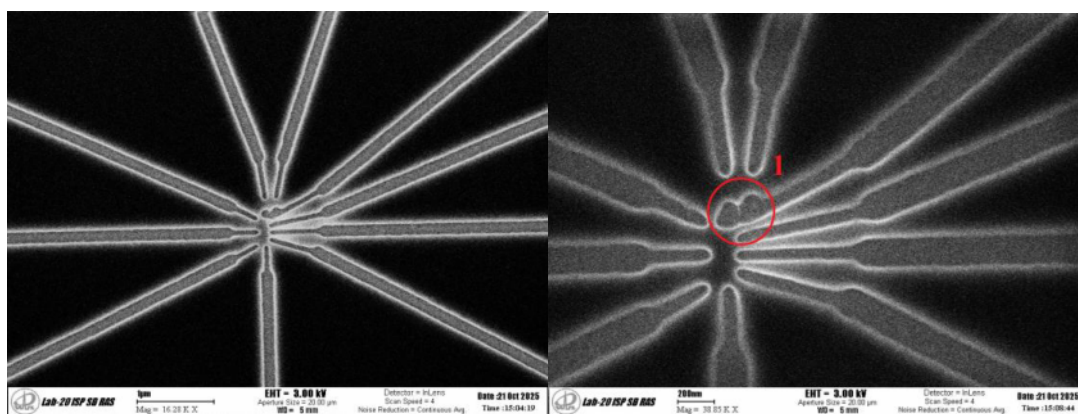


Рис.1. СЭМ изображения масок с разницей в дозе экспонирования управляющего затвора в 3 раза

Увеличение дозы экспонирования управляющего затвора существенно не изменило его размеры (Рис. 1), следовательно, можно сделать вывод, что в экспонирование больший вклад вносит эффект близости от соседних областей с большой дозой. Критичные изменения произойдут скачкообразно при уменьшении дозы в 4 раза, после чего структура в области 1 не образуется. На Рис. 2

результат взрывной литографии в металле.

В дизайне области с высокой дозой были отодвинуты на расстояние 1,5 мкм от концов затворов, для уменьшения влияния эффекта близости.

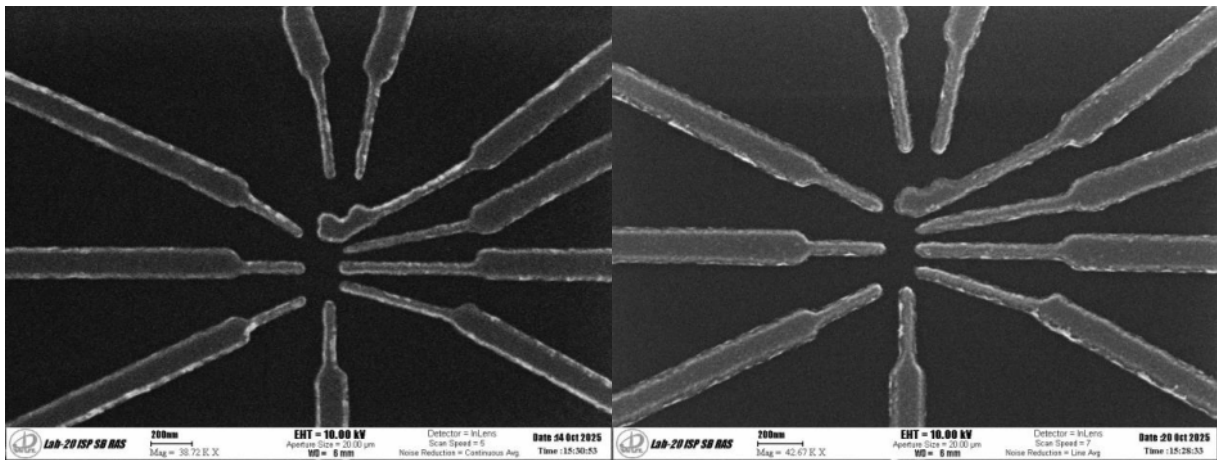


Рис.2. СЭМ изображения металлических затворов на поверхности Si(001), полученных при разной дозе экспонирования

На изображении Рис. 3 представлена структура, полностью соответствующая прогнозируемой модели. Толщина проводящих линий затворов около 40 нм. Расстояние между затворами в структурах сохраняется при незначительных изменениях в параметрах экспонирования.

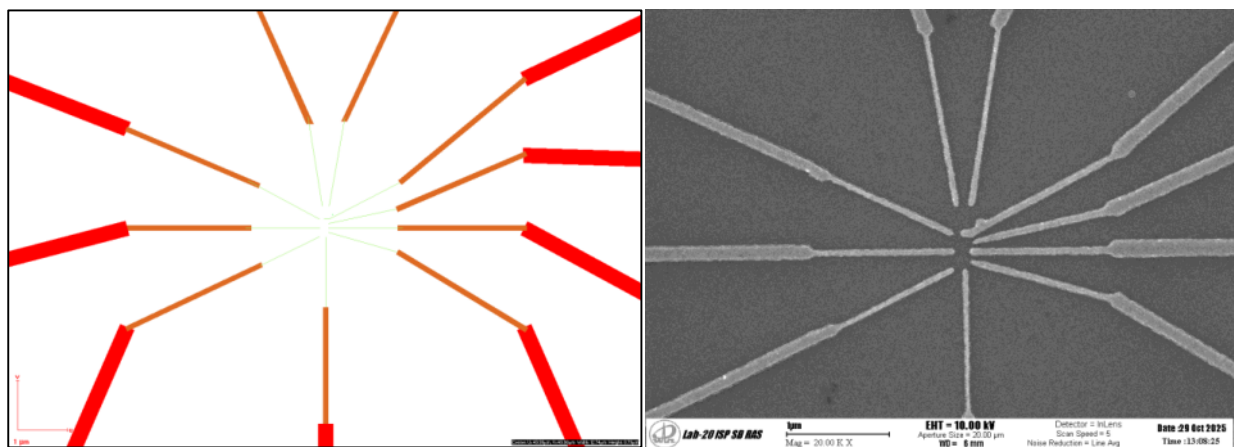


Рис.3.Изображение нового дизайна и его СЭМ изображение после взрывной литографии.

В ходе проведенного исследования была достигнута оптимизация дизайна, в результате которой удалось получить воспроизводимые структуры с необходимыми характеристиками.

- [1] Guangchong Hu, *Single-Electron Spin Qubits in Silicon for Quantum Computing*, International Quantum Academy, Shenzhen (2025).
- [2] L. H. Willems van Beveren, *Electron spins in few-electron lateral quantum dots*, Delft-Leiden (2025).

## Термодинамические свойства сверхпроводника с дальнедействующими примесями

Снегирев А.В.<sup>1,2</sup>, Ковалев В.М.<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Большинство сверхпроводников хорошо описываются теорией Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), согласно которой, электроны образуют связанные состояния – куперовские пары, переходящие при достаточно низкой энергии в бозе-конденсат – макроскопическое количество частиц в основном состоянии, который может двигаться, не испытывая электрического сопротивления.

В реальных сверхпроводниках всегда присутствуют примеси, поэтому для полноты картины необходим анализ теории БКШ в этом случае. Рассмотрим случай немагнитных примесей. При достаточно малой концентрации они хорошо описываются независимыми точечными потенциалами:

$$\langle V(\mathbf{r})V(\mathbf{r}') \rangle = U_0^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

где  $V(\mathbf{r})$  – потенциал примеси, а треугольные скобки означают усреднение по примесям. Хорошо известно, что в этом случае примеси очень слабо влияют на параметры сверхпроводника в модели БКШ. Однако интерес также представляют сверхпроводники с сильным беспорядком. Одна из моделей примесей, позволяющих качественно понять поведение систем при сильном беспорядке – модель Келдыша:

$$\langle V(\mathbf{r})V(\mathbf{r}') \rangle = W^2.$$

Прежде всего она интересна тем, что в нормальном металле возможно нахождение точной функции Грина с учётом рассеяния электронов на данном потенциале примесей. Оказывается, то же самое можно сделать и для сверхпроводника.

В данной работе с помощью матричного формализма Намбу-Горькова была найдена точная функция Грина сверхпроводника в модели БКШ. С помощью полученной функции Грина были найдены зависимости основных термодинамических параметров: ширины сверхпроводящей щели  $\Delta(T)$  и температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ . В отличие от точечных примесей, Келдышевский беспорядок заметно влияет на сверхпроводимость и подавляет её при больших  $W$ .

Результаты данной работы будут полезны для понимания свойств сверхпроводников с большой степенью беспорядка.

Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

# Транспортные свойства сверхизолирующих наноструктур на основе сверхпроводящих пленок NbTiN

Стуколов И.С.<sup>1,2</sup>, Миронов А.Ю.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Случай бездиссипативной среды не ограничивается явлением сверхпроводимости. Такое состояние может быть реализовано в результате достижения сверхизолирующего состояния [1]. Данное явление наблюдается в тонких пленках различных материалов и наноструктур на их основе [2 - 3]. В подобных конфигурациях возникают обособленные сверхпроводящие островки, встроенные в диэлектрическую матрицу, благодаря этому появляется возможность исследования фазового перехода сверхизолятор — квазиметалл при изменении внешних параметров: температуры или магнитного поля. Актуальность исследования подобных фазовых переходов обусловлена возможностью разработок будущих систем энергоэффективной электроники.

В экспериментах использовались образцы с тонкими пленками на основе NbTiN, нанесенные методом атомно-слоевого осаждения на слой AlN с подложкой Si. С помощью литографии и химического травления на пленках была создана перфорация с периодом 100 нм. Образцы были изготовлены в форме холловских мостиков.

В данной работе проведены серии измерений вольтамперных характеристик (ВАХ) каналов размером 2 мм × 50 мкм и 1 мм × 50 мкм в зависимости от магнитного поля или температуры. Из них получена связь напряжения перехода сверхизолятор — квазиметалл и магнитного поля. Эти зависимости демонстрируют резкий переход с четко выраженным пороговым напряжением. Из анализа кривых были определены значения постоянной решетки Джозефсоновских переходов. Также была получена зависимость критического напряжения от температуры. Оценка критической температуры фазового перехода производилась из зарядового перехода Березинского-Костерлица-Таулеса, который характеризуется изменением степени  $\alpha = 1$  на  $\alpha = 3$  ( $I \propto V^\alpha$ ) при критической температуре. Проведен регрессионный анализ методами машинного обучения зависимостей ВАХ от температур, позволяющий частично восстанавливать или анализировать данные, содержащие шум.

[1] Baturina T. I. et al., *Ann. Phys.*, **331**, 236 (2013).

[2] Mironov A.Y. et al., *Sci Rep.*, **18**, 4082 (2018).

[3] Kanda A. et al., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **64**, 19 (1995).

## Температурная зависимость фононных мод в тонких пленках топологических изоляторов $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ и BSTS

Хаматдинов Э.У.<sup>1</sup>, Кумар Н.<sup>1,2</sup>, Ищенко Д.В.<sup>2</sup>, Милёхин И.А.<sup>2</sup>,  
Милёхин А.Г.<sup>2</sup>, Терещенко О.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

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

Топологические изоляторы, такие как  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и BSTS, представляют собой уникальный класс квантовых материалов, в которых электронные поверхностные состояния защищены симметрией относительно обращения времени [1]. Ключевой аспект их исследования заключается в понимании динамики кристаллической решётки, в частности электрон-фононного и ангармонического взаимодействий, которые можно эффективно изучать с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния (рамановской спектроскопии) [2, 3]. Эти взаимодействия проявляются в виде отчётливых температурно-зависимых сдвигов фононной частоты и ширины линии. В данной работе исследуются эти фундаментальные фононные процессы в монокристаллических тонких плёнках  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и BSTS с помощью температурно-зависимого рамановского анализа. Наша цель — выяснить особенности колебательного поведения и доминирующие механизмы рассеяния в различных температурных режимах этих материалов, что может способствовать изучению температурно-зависимого транспорта носителей заряда.

На Рис. 1(а-с) и (d-f) представлены температурная зависимость КРС спектров монокристаллических тонких плёнок  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  и BSTS соответственно. Для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  частотный сдвиг всех мод линейно возрастает с температурой вплоть до 100 К, после чего при более высоких температурах линейно уменьшается (Рис. 1а). Ширина линии демонстрирует монотонную, но неравномерную зависимость: она слабо возрастает при низких температурах, затем крутизна увеличения для мод  $A_{1g}^1$  и  $A_{2g}^1$  становится почти в три раза выше при умеренных температурах, прежде чем снова уменьшиться при более высоких температурах (Рис. 1b). Однако мода  $E_g^2$  имеет существенно большую ширину линии в области высоких температур (Рис. 1с).

В BSTS частота мод  $A_{1g}^1$  и  $A_{2g}^1$ , а также моды  $E_g^2$  увеличивается почти линейно от 77 до 130-140 К (Рис. 1(d-f)), а затем уменьшается от 140 до 473 К. Их ширина линии показывает три различных типа поведения: она линейно уменьшается при низких температурах (77-140 К), линейно увеличивается в среднем температурном диапазоне (140-473 К), и, наконец, наклон этого линейного увеличения становится значительно ниже при самых высоких температурах, особенно для мод  $A_{1g}^1$  и  $E_g^2$ .

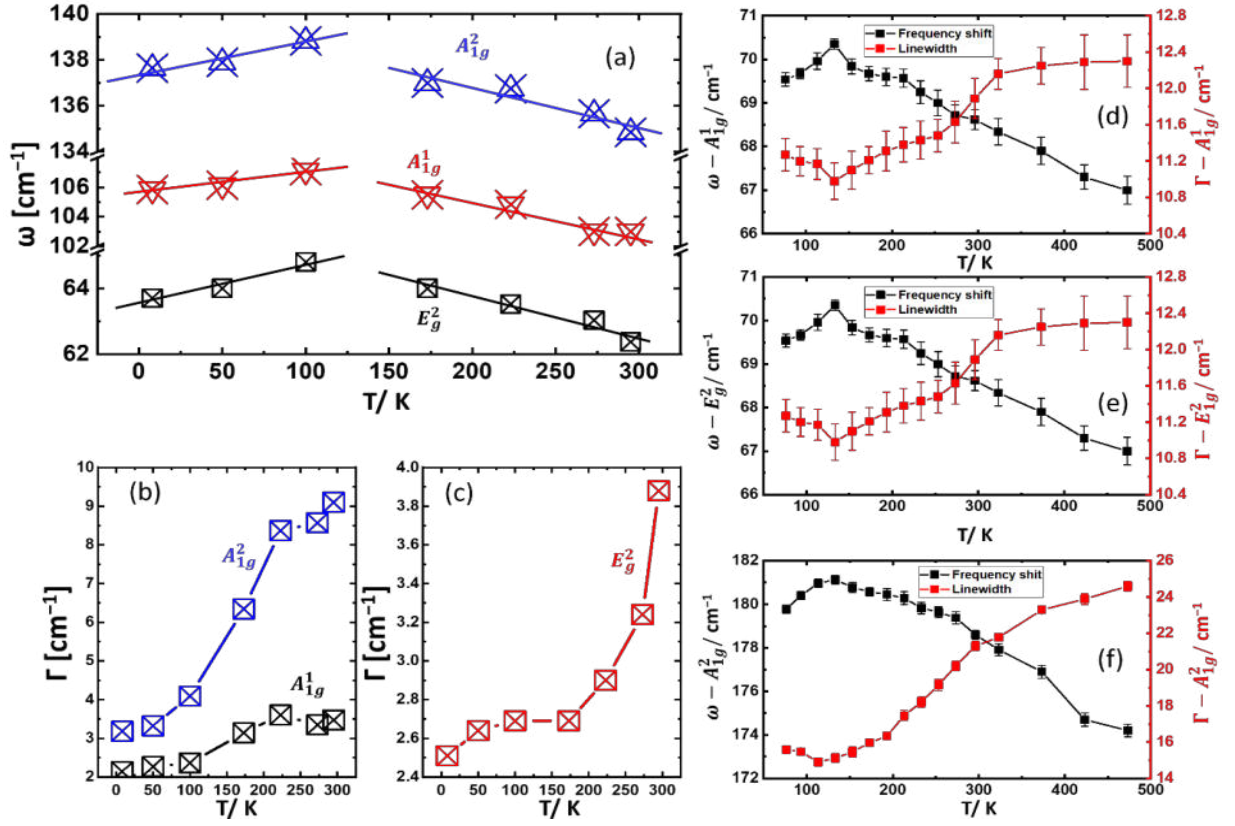


Рис.1. Температурная зависимость спектра КРС для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ : частотный сдвиг (a), ширина линий (b, c); BSTS (d-f).

В обоих материалах аномальное увеличение фононной частоты с температурой в области низких температур, возможно, связано со связью фононов с электронами и квазичастицами, когда частота фонона выше  $k_B T$ . В отличие от этого, уменьшение частоты мод в области высоких температур объясняется ангармоническим взаимодействием.

- [1] Hasan M. Z., Kane C. L., *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).
- [2] German R., et al., *Phys. Rev. Mater.*, **3**, 054204 (2019).
- [3] Kumar N. et al., *J. Raman Spectrosc.* **1**, (2025).

## Авторский указатель

Аксенов М.С. ....	19	Махмудиан М.М. ....	35
Баженов А.О. ....	19	Махмудиан М.М. ....	35
Бетеров И.И. ....	8	Милёхин А.Г. ....	44
Бетке И.А. ....	21	Милёхин И.А. ....	44
Бисти В.Е. ....	9	Миронов А.Ю. ....	43
Ворсин О.И. ....	23	Михайлов Н.Н. ....	16, 34
Гареев Т.И. ....	21	Насимов Д.А. ....	40
Гуляев Д.В. ....	11	Ненашев А.В. ....	19
Дмитриев В.С. ....	24	Нерушев О.А. ....	21
Дураков Д.Е. ....	25, 36	Никифоров Д.Ф. ....	36
Жданов Е.Ю. ....	19	Олейник М.А. ....	24
Зайцев О.В. ....	21	Петров А.С. ....	25, 36
Залялов Т.М. ....	27	Плотников Н.В. ....	38
Захаров В.Е. ....	28	Поросев Ю.В. ....	40
Захарук Ю.С. ....	28	Ремесник В.Г. <sup>1</sup> ....	32
Зиновьев А.В. ....	28	Рогило Д.И. ....	25, 36
Зиновьева А.Ф. ....	12	Смагина Ж.В. ....	28
Исламов Д.Р. ....	13, 27	Смовж Д.В. ....	21
Ищенко Д.В. ....	19, 44	Сморозин К.И. ....	23
Карнаухов С. ....	30	Снегирев А.В. ....	42
Квон З.Д. ....	34	Степина Н.П. ....	19
Кириенко В.В. ....	19	Стуколов И.С. ....	43
Ковалев В.М. ....	42	Терещенко О.Е. ....	19, 44
Кузнецова Л.С. ....	32	Хаматдинов Э.У. ....	44
Кумар Н. ....	44	Швец В.А. ....	32
Курмачев Д.А. ....	34	Шулепов М.А. ....	30
Лакно В.Д. ....	15	Яблонский А.Н. ....	28
Майер К. ....	38	Якушев М.В. ....	32