XVII Российская конференция по физике полупроводников

Москва , 5–9 октября 2026 года

Тезисы докладов

Москва, 2026

УДК 538.9(063)

XVII Российская конференции по физике полупроводников: Тезисы докладов. — М.: ФИАН, 2026. — 368 с..

ISBN 978-5-902622-51-2

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов. В процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

Партнеры конференции

Организаторы конференции

— Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук;
— Отделение физических наук РАН;
— Научный совет РАН по физике полупроводников;
— Российская академия наук.

Программный комитет

— **Е. Л. Ивченко**, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург — **председатель**;
— **М. М. Глазов**, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург — **ученый секретарь**;
— **В. Л. Альперович**, ИФП СО РАН, Новосибирск;
— **А. А. Андронов**, ИФМ РАН, Нижний Новгород;
— **А. Л. Асеев**, ИФП СО РАН, Новосибирск;
— **В. А. Волков**, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва;
— **В. И. Гавриленко**, ИФМ РАН, Нижний Новгород;
— **А. А. Гиппиус**, ФИАН, Москва;
— **А. А. Горбацевич**, ФИАН, Москва;
— **А. В. Двуреченский**, ИФП СО РАН, Новосибирск;
— **Э. В. Девятов**, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка;
— **А. Г. Забродский**, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург;
— **С. В. Зайцев-Зотов**, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва;
— **С. В. Иванов**, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург;
— **В. В. Кведер**, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка;
— **З. Д. Квон**, ИФП СО РАН, Новосибирск;
— **П. С. Копьев**, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург;
— **З. Ф. Красильник**, ИФМ РАН, Нижний Новгород;
— **Г. Я. Красников**, президент РАН;
— **И. В. Кукушкин**, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка;
— **В. Д. Кулаковский**, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка;
— **Л. В. Кулик**, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка;
— **Ю. Г. Кусраев**, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург;
— **А. В. Латышев**, ИФП СО РАН, Новосибирск;
— **В. М. Муравьев**, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка;
— **И. Г. Неизвестный**, ИФП СО РАН, Новосибирск;
— **В. И. Окулов**, ИФМ им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург;
— **В. Я. Покровский**, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва;
— **А. А. Саранин**, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток;
— **А. С. Терехов**, ИФП СО РАН, Ноосибирск;
— **С. Г. Тиходеев**, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва;
— **Д. Р. Хохлов**, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва;
— **Г. Э. Цырлин**, СПбАУ им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург;
— **А. В. Чаплик**, ИФП СО РАН, Новосибирск.

Организационный комитет

— **Н. Н. Колачевский**, ФИАН, Москва — **председатель**;
— **В. С. Кривобок**, ФИАН, Москва — **заместитель председателя;**
— **А. А. Пручкина**, ФИАН, Москва;
— **Ю. Е. Чечукова**, ФИАН, Москва;
— **С. Н. Николаев**, ФИАН, Москва;
— **Д. А. Зазымкина**, ФИАН, Москва;
— **А. Р. Дубовая**, ФИАН, Москва;
— **С. А. Савинов**, ФИАН, Москва;
— **Д. Ф. Аминев**, ФИАН, Москва;
— **С. И. Ченцов**, ФИАН, Москва;
— **А. И. Шарков**, ФИАН, Москва;
— **Н. Ю. Фролов**, ФИАН, Москва;
— **А. В. Иконников**, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва;
— **С. А. Димитриева**, ФИАН, Москва;
— **Н. В. Пестовский**, ФИАН, Москва;
— **И. И. Усманов**, ФИАН, Москва.

Пленарные доклады

Вертикально-излучающие лазеры: состояние и перспективы

Н.Н. Леденцов

VI Systems GmbH, Hardenbergstr 7, 10623 Berlin, Germany

Низкое энергопотребление вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ), возможность создания на их основе двумерных массивов излучателей при обеспечении высокой скорости переключения, спектральной чистоты, и контролируемой диаграммы направленности обуславливают их востребованность для широкого круга применений. В настоящее время *волоконно-оптические линии* связи переходят на скорость 200 Гбит/с на канал (формат модуляции в четыре уровня, PAM4) и стандартизируются линии на 400 Гбит/с. Традиционные ВИЛ с малой оптической апертурой достигают частот релаксационных осцилляций, обусловленных взаимодействием фотонов и электронно-дырочной плазмы, порядка 30 ГГц. С учётом уширения частотного резонанса реализуется собственная полоса модуляции ~50 ГГц и скорость передачи ~200 Гбит/с. Для 400 и 800 Гб/с требуются резонансные частоты до 60 и 120 ГГц и необходимо искать кардинально-новые решения.

ВИЛ на основе пространственно-связанных апертур (ПСА) обеспечивают взаимодействие электронно-дырочной плазмы с двумя или более оптическими супермодами [1] *и позволяют кардинально расширить круг физических эффектов, используемых в приборе.*

В ПСА в режиме **сосуществующих супермод** с малой шириной линий генерации, наблюдаются *противофазные осцилляции интенсивности излучения апертур*. При *спектральном выделении одной линии* формируется излучение с высокой частотой (ВЧ) модуляции интенсивности, которое может быть использовано для передачи ВЧ сигнала по оптическому волокну. С использованием *гетеродинного принципа*, получена генерация когерентного ВЧ излучения вплоть до терагерцового диапазона с возможностью перестройки частоты в широком диапазоне.

В режиме **самозахвата оптической частоты** (СОЧ) одной из супермод в ПСА реализуется широкая полоса модуляции в частотном диапазоне. Спектральная ширина линии излучения *подавленной супермоды* кардинально возрастает при уменьшении связанной с нею оптической мощности. Это, в свою очередь, обеспечивает широкую полосу частотной конволюции взаимодействующих мод и, соответственно, широкую полосу модуляции (до ~100 ГГц), необходимую для генерации сложных сигналов. Селективное подавление генерации нежелательной супермоды реализуется за счёт создания для неё селективных потерь. Одномодовая генерации, реализуемая в СОЧ, важна и для передачи информации по стандартному одномодовому волокну (ОМ) и обеспечивает пропускную способность более 20 ГГц на 10 км в спектральном диапазоне 840-960 нм. В настоящее время СОЧ реализован для резонансных частот от 20 до 200 ГГц и наиболее высокие частоты могут детектироваться только электронно-оптическими камерами. Для практической реализации скоростей передачи в 400 и 800 Гбит/с необходимо существенное снижение электрической ёмкости и сопротивления.

В *сенсорных системах ВИЛ* с большим числом ПСА и индивидуальной электрической адресацией элементов, реализуется пространственно-неоднородное усиление. В режиме СОЧ, при этом, возможно *угловое переключение* дальнего поля или его *вращение.*

В области сенсорных применений важной задачей является создание коммерческих ВИЛ, работающих в диапазоне длин волн 1,3–1,4 мкм (на 1,38 мкм интенсивность солнечного излучения подавлена на пять порядков величины по сравнению с традиционным диапазоном 940 нм). Прямым путём для реализации таких источников являются ВИЛ на основе фосфида индия [2]. Другим направлением является использование ВИЛ на основе арсенида галия с квантовыми точками [3] и каскадированием нескольких p–n-переходов [1, 4], подход, который может обеспечить массовое производство приборов данного спектрального диапазона и снизить их электрическую ёмкость. Вертикальное каскадирование резонаторов с формированием связанных супермод может также использоваться для повышения собственной частоты прибора.

[1] N.N. Ledentsov et al., Photonics 2025, 12, 12101037. [2] A.V. Babichev et al., JEEE J. Quantum Electron. 2017, 53, 2400808. [3] Н.Н. Леденцов, и др. ФТП 28, в. 8, 1483-1487, 1994 [4] J.A. Lott et al. in the 2005 IEEE LEOS Proceedings, 2005, p. 533.

Искусственный интеллект в науке: инструменты, подходы и трансформация исследовательских практик

Н.В. Суетин[1,2]

1Фонд «Сколково», г. Москва, ул. Нобеля, д. 5.

2Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 2

Концепция AI4S (**AI for Science)** − это направление в искусственном интеллекте, ориентированное на поддержку научных исследований на всех этапах: от обзора литературы и генерации гипотез до анализа данных и открытия новых закономерностей. AI4S объединяет ИИ-модели, которые не просто обрабатывают научную информацию, но **активно участвуют в создании новых знаний**, становясь своего рода “цифровыми соавторами” исследователей.

В докладе приведен обзор и анализ ключевых направлений применения ИИ в исследовательской практике, а также продемонстрированы некоторые инструменты на основе ИИ, на примерах из конкретных научных областей, включая химию, физику, биологию, инженерию и математику. Акцент сделан на конкретные примеры и решения, уже доказавшие свою эффективность в реальных исследованиях.

Среди них: поиск и анализ научной информации; генерация научных гипотез; планирование экспериментов; роботизированные лаборатории; интеллектуальный анализ научных данных; подготовка статей, отчетов и презентаций.

Бóльшая часть материалов подготовлена с использованием ИИ инструментов.

Вывод: ИИ перестал быть лишь «ускорителем» вычислений или средством автоматизации исследований. Он становится важной интеллектуальной системой, способной участвовать в создании нового знания, от гипотез до проверенных выводов. Мы вступаем в эру совместного научного творчества: исследователь + ИИ. Такой альянс уже меняет подход к научным исследованиям, делая их более точными, быстрыми и масштабируемыми. Роль ИИ в науке — не замена человека (пока), а его усиление.

Спиновая физика перовскитных полупроводников

Яковлев Д.Р.[1,2,3]

[1]*Технический университет Дортмунда, 44227 Дортмунд, Германия*
[2]*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург*
[3]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва*

Взрывной интерес к полупроводниковым материалам на основе свинцово-галоидных перовскитов связан с их фотовольтаическими свойствами и яркой люминесценцией, позволяющей планировать различные применения в оптоэлектронике. Особенности их электронной структуры, кристаллической симметрии и возможности варьирования этих параметров в широком диапазоне, включая синтез материалов различной размерности (объёмные кристаллы и поликристаллические пленки, двумерные материалы и квази-нульмерные нанокристаллы), делают эти материалы привлекательными в качестве модельных полупроводников для фундаментальных исследований. Эти материалы имеют базовую химичесую формулу $A\mathrm{Pb}X_3$, где катион A = Cs, MA (метиламмониум), FA (формамидиниум) и анион X = I, Br, Cl, и допускают получение смешанных составов, что позволяет плавно варьировать их зонные параметры.

Важными факторами, определяющими спиновую физику перовскитных полупроводников, являются: а) простые зоны электронов и дырок со спином 1/2 вблизи запрещенной зоны, б) доминирующий вклад орбиталей атомов свинца в электронные состояния вблизи края запрещенной зоны, в) наличие центра инверсии у кристаллической решётки, г) малая подвижность носителей заряда, д) сильные спин-спиновые взаимодействия носителей заряда и ядер.

Большинство оптических и магнитооптических методов, используемых в спиновой физике обычных полупроводников, отлично работают в перовскитных полупроводниках. Среди опробованных методик, позволивших получить детальную информацию о спиновых свойствах перовскитных полупроводников: (i) оптическая ориентация носителей заряда, (ii) оптическое выстраивание экситонов, (iii) поляризованная люминесценция в магнитном поле, (iv) спин-флип рамановское рассеяние света, (v) время-разрешенное вращение Фарадея/Керра, (vi) оптически детектируемый магнитный резонанс.

В докладе будет сделан обзор спиновых свойств перовскитных полупроводников различной размерности (объемных кристаллов, 2D материалов и нанокристаллов); представлены и обсуждены зависимости g-фактора Ландé электронов, дырок и экситонов от ширины запрещенной зоны и параметров размерного квантования. Будет показано, что времена продольной спиновой релаксации (T_1) и времена спиновой когерентности (T_2) электронов и дырок могут достигать миллисекунд при криогенных температурах. Будут представлены яркие спин-зависимые эффекты: (i) большая степень оптической ориентации, достигающая 80% и реализуемая при нерезонансном возбуждении, (ii) эффект спинового модлокинга (синхронизация мод), (iii) формирование темного состояния ядерных спинов, (iv) прецессия спинов электронов и дырок в поле Оверхаузера ядерных спиновых флуктуаций, (v) резонансное оптическое охлаждение ядерных спинов оптически-ориентированными дырками, (vi) комбинированные спин-флип процессы в рамановком рассеянии света.

[1] E. Kirstein et al., Nature Commun. 13, 3062 (2022)
[2] E. Kirstein et al., Nature Commun. 14, 699 (2023)
[3] E. Kirstein et al., Nature Commun. 14, 6683 (2023)
[3] N. E. Kopteva et al., Advanced Science 11, 2403691 (2024)

Секция 1

Объемные полупроводники: электрические и оптические свойства, релаксация носителей заряда, сверхбыстрые явления, экситоны, фононы, фазовые переходы, упорядочение твердых растворов. **Перовскиты, органические полупроводники.**

Модель Китинга поля валентных сил для ионных кристаллов халькогенидов свинца

Авдеев И. Д.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Электрон-фононное взаимодействие является важным механизмом модерации транспорта носителей в массивах квантовых точек [1] и формирует однородное уширение спектральных линий одиночных квантовых точек [2]. В то же время в силу явно выраженной релятивистской природы и сильного спин-орбитального взаимодействия на тяжелых атомах свинца описание свойств PbX, X=S, Se, Te из первых принципов сильно затруднено. Для описания электронных, экситонных и оптических свойств PbX хорошо зарекомендовал себя эмпирический sp3d5s* метод сильной связи в приближении ближайших соседей [3]. Однако совместимая с ним атомистическая модель для расчета упругих свойств PbX в литературе отсутствует.

Наиболее аккуратная теоретическая модель, описывающая дисперсию фононов в объемных кристаллах PbX представлена в работе [4]. В ней представлена вибронная модель, учитывающая совместные колебания атомной и электронной подсистем кристалла, которая позволяет описать аномалии дисперсии оптических фононов PbX. Такая модель позволяет хорошо описать дисперсию фононов, но является сложной в практической реализации и применении к реалистичным наносистемам в сочетании с атомистическим методом сильной связи.

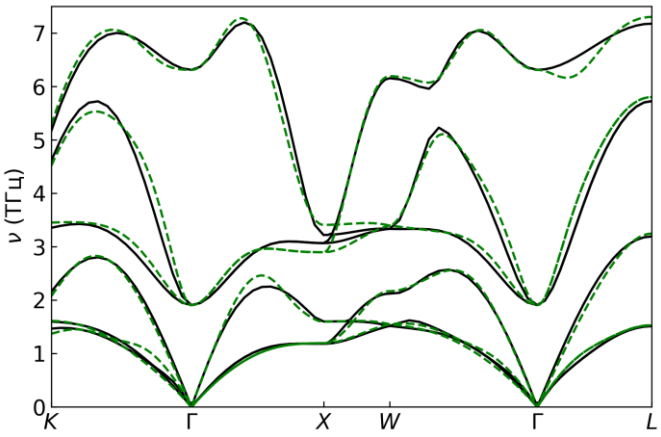


Рис. 1. Дисперсия фононов в PbS. Черными сплошными линиями показан расчет в модели Китинга, зелеными штрихованными – DFT (взято из [6]).

В данной работе впервые разработана модель Китинга поля валентных сил [5] для описания упругих свойств ионных кристаллов халькогенидов свинца PbX, X=S, Se, Te. В модели учитываются кулоновское взаимодействие заряженных ионов и все двух- и трехцентровые гармонические вклады в гармоническое разложение упругой энергии с учетом соседей из первой и второй координационных сфер. Модель содержит 58 параметров и позволяет точно воспроизвести дисперсию фононов, рассчитанную из первых принципов [6], упругие константы и модуль всестороннего сжатия кристаллов PbX.

Работы выполнена при поддержке РНФ 23-12-00142-П.

[1] R.D. Septianto, D. Suhendar, M.H. Fauzi and S.Z. Bisri, Pursuing band-like transport in colloidal quantum dot assemblies, J. Phys. Chem. Lett. XXXX, XXX, XXX-XXX (2026),

[2] Zh. Hu et. al., Intrinsic exciton photophysics of PbS quantum dots revealed by low-temperature single nanocrystal spectroscopy, Nano Lett. 19 (12), 8519 (2019),

[3] A.N. Poddubny, M.O. Nestoklon and S.V. Goupalov, Anomalous suppression of valley splittings in lead salt nanocrystals without inversion center, Phys. Rev. B 86, 035324 (2012),

[4] O.B. Maksimenko and A.S Mishchenko, The nature of the phonon dispersion relation anomalies of IV-VI compounds, Phys.: Condens. Matter 9, 5561 (1997),

[5] H. Rücker and M. Methfessel, Anharmonic Keating model for group-IV semiconductors with application to the lattice dynamics in alloys of Si, Ge, and C, Phys. Rev. B 52, 11059 (1995),

[6] Yi Zhang et. al., Thermodynamic properties of PbTe, PbSe, and PbS: a first-principles study, Phys. Rev. B 80, 024304 (2009).

Наномемристор на основе галогенидного перовскита

Алексеев П.А.[1], Махмудпур А.[2], Гасникова К.А.[1], Фурасова А.[2], Макаров С.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*Университет ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49*

Появление мемристоров произвело революцию в области энергонезависимой памяти и нейроморфных вычислений [1] открыв перспективный путь для разработки энергоэффективных вычислительных систем. Среди различных материалов, исследованных для применения в мемристорах, значительное внимание привлекают кристаллы галогенидных перовскитов благодаря их биполярному переносу носителей заряда, высокой подвижности электронных носителей заряда, уникальным электрическим и оптическим свойствам и простоте изготовления. Механизмы резистивного переключения (РП) в перовскитных мемристорах были тщательно проанализированы путем классификации их на две различные модели: модель проводящего филамента (ПФ) и модель модуляции интерфейса энергетического барьера в области контакта [2]. Важно отметить, что для создания ПФ как правило используют металлические контакты, материал которых и участвует в создании ПФ.

Монокристаллические неорганические перовскиты являются перспективными материалами, без риска деградации, вызванной химическими и механическими воздействиями, по сравнению с эксплуатационной нестабильностью обычных тонкопленочных перовскитных мемристоров. Более того, в тонкоплёночных мемристорах как правило задействованы оба вышеперечисленные механизма РП и их разделение является важной задачей. Исследование механизмов РП в наночастицах перовскита с использованием не металлических проводящих контактов позволит разделить механизмы РП.

В данной работе [3] методом проводящей атомно-силовой микроскопии исследовались одиночные наночастицы $CsPbBr_3$ с размерами 100-200 нм, выращенные на проводящей ITO подложке. Второй контакт к наночастице создавался с помощью зонда с проводящей монокристаллической алмазной иглой, легированной бором. При исследовании выполнялось циклическое измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) с различными диапазонами напряжений и скоростью развёртки. На всех исследуемых наночастицах, ВАХ имели выпрямляющий вид, кроме того, наблюдался гистерезис ВАХ, величина которого (соотношение тока во включённом и выключенном состоянии) достигает 105. Гистерезис ВАХ позволяет утверждать, что нами продемонстрирован рекордно малый наномемристор с характерным размером 100 нм на основе перовскита $CsPbBr_3$ с униполярными характеристиками РП, которые зависят от размера монокристалла в качестве резистивного слоя. Благодаря высокой структурной стабильности монокристалла и низкой чувствительности к атмосферным условиям, продемонстрировано стабильное переключение более 1500 раз при минимальном потреблении мощности 70 нВт.

В зависимости от размера нанокристалла рабочий ток составляет 30–300 нА, энергопотребление 70–700 нВт, время переключения менее 1 мс, а амплитуда тока составляет около 4–5 порядков величины, и сильно зависит от их размера и хорошо описывается разработанной численной моделью. С помощью численного моделирования была воспроизведена динамика носителей заряда (электроны, дырки, анионы, катионы) внутри одного перовскитного нанокристалла. Ввиду нереактивной природы контактов, основным механизмом переключения резистивного состояния является модуляция потенциального барьера контактов Шоттки за счет накопления мигрирующих ионов на границах раздела. Наши результаты открывают путь к созданию наномемристоров, а также проливают свет на механизм резистивного переключения в нефиламентарных запоминающих устройствах на основе перовскита.

[1] X. Xiao, et al., Advanced Materials Technologies 5(6), 1900914 (2020).
[2] J.C. Pérez-Martínez, et al, Advanced Functional Materials 33(47), 2305211 (2023).
[3] A. Mahmoodpoor, et al., Opto-Electronic Advances, 8(11), pp.250110-1 (2025).

Определение ядерных локальных полей в GaAs:Mn при разной степени поляризации электронов

Бажин П.С.[1], Литвяк В.М.[1], Кавокин К.В.[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, г. Санкт-Петербург, Россия*

Ядерные спиновые системы (ЯСС) являются привлекательным объектом для исследования благодаря перспективам их использования в системах квантовой обработки информации. Потеря когерентности кубитов, созданных на основе спиновых состояний электронов в полупроводниках, происходит в основном за счёт флуктуаций ядерных полей. Одним из возможных способов подавить ядерные флуктуации является охлаждение ЯСС до температур, при которых ЯСС переходит в упорядоченное состояние. Медленный обмен энергией между решеткой и ЯСС, а также наличие эффективных способов оптического охлаждения позволяют достигать спиновых температур порядка мкК и ниже.

Главным фактором, ограничивающим минимальную достижимую температуру, являются взаимодействия, в которых участвует ЯСС N_H. В работах [1,2] было показано, что сверхтонкое взаимодействие с локализованным электроном приводит не только к охлаждению ЯСС, но и к её отогреву из-за флуктуаций этого взаимодействия. С понижением температуры величина флуктуаций растёт и при некоторой температуре устанавливается энергетический баланс между охлаждением и отогревом ЯСС. В режиме короткого времени корреляции электронного спина равновесная обратная спиновая температура определяется следующим выражением: $\beta = \frac{4}{\hbar\langle\gamma_N\rangle}\frac{\left(\vec{B}\cdot\vec{S}_e\right)}{B^2+B_0^2}$, где $B_0 = -\frac{1}{2\hbar^2\left\langle v_0^2|\psi(r_N)|^4 A_{hf}^2\gamma_N^2\right\rangle}\frac{3}{I(I+1)}Tr\left(\left[H_{hf},H_N\right]^2\right)$. B_0 определяет отогрев энергетического резервуара ЯСС, не связанного с зеемановским взаимодействием. Другой величиной, характеризующей взаимодействия в ЯСС, является локальное поле BL. В величину BL могут вносить вклад не только спин-спиновые межъядерные взаимодействия, но и квадрупольное и сверхтонкое взаимодействия [3]. Хотя в этом случае BL уже не является характеристикой только ЯСС, именно она определяет то, как будет меняться спиновая температура ЯСС при изменении величины внешнего магнитного поля.

В данной работе исследовались экспериментально и теоретически взаимодействия в ЯСС в объёмном GaAs:Mn с концентрацией атомов Mn $n_{Mn} = 6.2\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. А именно, в эксперименте были получены величины полей BL и B_0 в зависимости от степени поляризации локализованных электронов. Результаты измерений приведены в табл. 1. При увеличении спиновой поляризации электронов наблюдается рост величины BL. В то же самое время B_0 не меняется. Был также проведён расчёт величин BL и B_0 с учётом вкладов поля Найта, квадрупольного взаимодействия (части линейной по электрическому полю), а также диполь-дипольного взаимодействия спинов ядер со спинами d-электронов Mn. Возможным вкладом в локальные поля от взаимодействия ядер с дырками, локализованными на Mn, мы пренебрегли из-за относительно небольшого количества атомов Mn и малой величины сверхтонкой константы. Результаты расчётов также приведены в табл. 1. Качественно они воспроизводят поведение экспериментальных результатов при разных степенях поляризации электронов. Тем не менее значительный вклад от квадрупольных взаимодействий в локальные поля приводит к небольшому превышению теоретических результатов над экспериментальными (при расчёте B_0 брался вклад от квадрупольных взаимодействий на расстоянии r = 1.2 ab.)

	B_L, Гс (эксп.)	***B_0, Гс (эксп.)***	***B_L, Гс (расчёт)***	***B_0, Гс(расчёт)***
$\langle S_e\rangle = 0.11$	*2.0*	*3.0*	*2.13*	*2.87*
$\langle S_e\rangle = 0.07$	*1.6*	*2.8*	*1.92*	*2.87*
$\langle S_e\rangle = 0.03$	*1.0*	*2.8*	*1.78*	*2.87*

Авторы благодарят грант РНФ (№ 25-22-00259) за финансовую поддержку этой работы.

[1] M. Dyakonov and V. Perel, Journal of Experimental and Theoretical Physics ***65****, 362 (1973).*

[2] D. S. Smirnov and K. V. Kavokin, Phys. Rev. Lett. ***134****, 016201 (2025).*

[3] V. M. Litvyak, R. V. Cherbunin, V. K. Kalevich, and K. V. Kavokin, Phys. Rev. B, ***108****, 235204 (2023).*

Повышение прозрачности перовскитных ячеек во VNIR диапазоне для тандемных ФЭП с гетероструктурным кремнием

Булгаков К.А., Пахомова А.А., Грень Д.Д., Пежемский А.Н., Саранин Д.С.

Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Институт новых материалов и нанотехнологий, Москва, Россия

Традиционные кремниевые фотоэлектрические преобразователи близки к достижению практического предела эффективности на уровне 25–27%, а их фундаментальный предел по модели Шокли–Квайссера составляет 33,7% [1]. Благодаря регулируемой ширине запрещённой зоны и высокой поглощательной способности перовскитного поглощающего слоя тандемные перовскит–кремниевые структуры позволяют преодолеть это ограничение за счёт более полного использования солнечного спектра, однако паразитное поглощение в функциональных слоях верхней перовскитной ячейки снижает эффективность преобразования света в нижнем кремниевом элементе. Высокая эффективность перовскитных солнечных элементов, с достигнутыми в лабораторных условиях значениями КПД свыше 27%, доступность формирования функциональных слоёв при низких температурах и возможность создания тандемных архитектур делают их перспективным направлением для дальнейшего роста эффективности перовскит–кремниевых тандемов до 35–40%. Для достижения максимальной эффективности таких структур необходимо обеспечить оптимальное спектральное разделение между верхней (перовскитной) и нижней (кремниевой) ячейками, что возможно при минимизации оптических потерь в диапазоне 750–1100 [2][3].

В рамках настоящей работы проведена оптимизация оптических и электрических свойств функциональных слоёв C60/SnO2/ITO в полупрозрачной перовскитной ячейке с поглощающим слоем Cs0.2FA0.8PbI2.15Br0.75Cl0.1, предназначенной для применения в четырёхтерминальных тандемных структурах. Задачей являлось снижение паразитного поглощения транспортных слоёв на основе фуллерена C60, диоксида олова и оксида индия-олова. Показано, что уменьшение толщины слоя C60 с 33 до 20 нм снижает паразитное поглощение без ухудшения электронного транспорта, замена буферного слоя BCP (5 нм)/Cu (10 нм) на SnO2 толщиной 15,4 нм и оптимизация толщины прозрачного электрода ITO (от 80 до 93 нм при динамическом напылении) уменьшают последовательное сопротивление и оптические потери в диапазоне 750–1100 нм, а дополнительная оптимизация геометрии металлической контактной сетки минимизирует затенение активной площади.

Результаты анализа фотоэлектрических характеристик четырёхтерминальных тандемных структур показали улучшение основных показателей, относительно устройств с неоптимизированными слоями. Увеличение фототока в кремниевой подъячейке с 13–14 до 20 мА/см² и рост коэффициента полезного действия тандема с 15,4 до 24,56%, что соответствует абсолютному приросту на 9,16%. Напряжение холостого хода верхней ячейки повысилось на 0,25 В, а коэффициент заполнения увеличился на 19,9%, что свидетельствует о снижении омических потерь и улучшении выравнивания энергетических уровней на интерфейсах перовскитного элемента.

Авторы выражают искреннюю благодарность за финансовую поддержку проект «Приоритет 2030» СТП3 Энергия материалов № 075-15-2025-208.

[1] Dewi et al., "Highly Efficient Semitransparent Perovskite Solar Cells for Four Terminal Perovskite–Silicon Tandems", ACS Applied Materials & Interfaces (2019).

[2] De Luca et al., "Buffer-Layer-Free Semitransparent Perovskite Solar Cells with Soft Sputtered Electrodes Optimized via Design of Experiments", ACS Energy Letters (2025).

[3] Werner J. et al., "Efficient Near-Infrared-Transparent Perovskite Solar Cells Enabling Direct Comparison of 4-Terminal and Monolithic Perovskite/Silicon Tandem Cells", ACS Energy Letters (2016)

Применение покрытий ДМД в качестве полупрозрачных электродов для ПСЭ

Воронов В.А.[1], Саранин Д.С.[1]

[1]*НИТУ МИСИС, 119049, г. Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1*

Замена металлического тыльного контакта в перовскитных солнечных элементов (ПСЭ) на структуру диэлектрик-металл-диэлектрик (ДМД) открывает возможности для создания перовскитных полупрозрачных СЭ и их совместимости с архитектурными и тандемными решениями. В отличии от прозрачных проводящих электродов, таких как ITO (оксид индия, легированный оловом), FTO (Оксид олова, легированный фтором), AZO (оксид цинка, легированный алюминием), покрытия ДМД являются более тонкими и более устойчивы к механическим воздействиям на изгиб, ввиду эластичности тонкого металлического слоя.

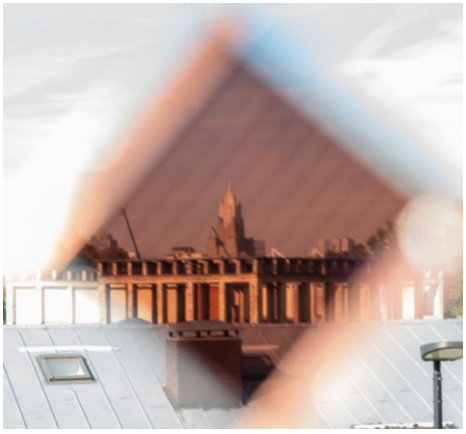


Рис. 1. Полупрозрачный ПФМ типоразмером 50x50 мм

При использовании данных покрытий меняется энергетическое согласование на стороне электронно-транспортного слоя в p-i-n архитектуре, где C_{60} отвечает за извлечение и транспорт электронов. Критическим элементом становится первый диэлектрический слой, непосредственно контактирующий с C60 (дно зоны проводимости -4.1 эВ), который должен обеспечивать дырочно-блокирующие свойства без ухудшения транспорта электронов. Широкозонные оксиды типа MoO_3 (E_g = 3.0 эВ) и WO_3 (E_g = 2.9 эВ) в этой позиции часто приводят к возникновению барьера для электронов из-за глубокого положения дна зоны проводимости (-6.7 эВ для MoO_3, -4.8 эВ для WO_3), что повышает последовательное сопротивление и усиливает рекомбинационные потери, снижая КПД и стабильность прибора.

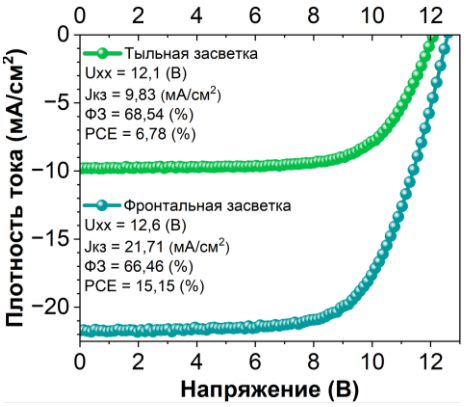


Рис. 2. ВАХ полупрозрачного ПФМ при засветке с разных сторон

В качестве внутреннего слоя диэлектрика был выбран батокупроин (BCP, E_g = 3.0 эВ, дно зоны проводимости -3.1 эВ) ввиду подходящих энергетических параметров и отработанной технологии нанесения. Внешним диэлектриком был выбран оксид вольфрама VI (WO_3) ввиду подходящих оптических и защитных свойств, повышающих светопропускание и стабильность работы готового устройства.

Были созданы перовскитные фотомодули (ПФМ) типоразмером 50x50 мм с активной площадью ячеек 14.9 $см^2$ со структурой стекло/ITO/NiOx/$Cs_{0.2}FA_{0.8}PbI_{2.93}Cl_{0.07}$/$C_{60}$/BCP/Cu/$WO_3$ (рис. 1). ВАХ полученного устройства представлен на рис. 2.

Полученные значения КПД составляют 15.15% при фронтальной засветке (со стороны ITO), 6.78% при тыльной засветке (со стороны покрытия DMD). Для отдельных покрытий ДМД пиковое светопропускание на стекле составляет 56%, поверхностное сопротивление 12 Ом/кв при общей толщине менее 35 нм. Для сравнения, в среднем слой ITO толщиной 130 нм имеет поверхностное сопротивление ~12 Ом/кв при пиковом светопропускании 89%. Данный результат показывает пригодность перовскитной технологии для создания полупрозрачных устройств и возможности в дальнейшем интегрировать подобного рода СЭ в стеклопакеты для создания более энергонезависимых зданий.

Микроволновая фотопроводимость в условиях слабой локализации в гетероструктурах на основе $Al_xGa_{1-x}As$:Si

Галеева А.В.[1], Чмырь С.Н.[1], Артамкин А.И.[1], Долженко Д.Е.[1], Чернов М.Ю.[2], Хохлов Д.Р.[1,3]

[1]*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2*
[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[3]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*

Формирование глубоких уровней в легированных полупроводниках с DX- и DX-подобными центрами обуславливает проявление в таких системах долговременных релаксационных процессов. В твердых растворах $Al_xGa_{1-x}As$:Si наблюдается задержанная фотопроводимость в составах $x > 0.22$, для которых уровень DX-центра расположен в запрещенной зоне [1]. В ряде полупроводников с DX-подобными центрами рост концентрации носителей и положительную фотопроводимость индуцирует терагерцовое излучение, энергия кванта которого много меньше характерных значений энергии электронного спектра [2]. Терагерцовая фотопроводимость в системах DX-подобными центрами может быть связана с формированием локальных электронных состояний вблизи квазиуровня Ферми. Однако свойства таких состояний и механизм фотовозбуждения с их участием не вполне понятны. В настоящей работе изучена микроволновая фотопроводимость в 3D эпитаксиальных слоях $Al_xGa_{1-x}As$:Si в условиях варьируемого положения квазиуровня Ферми.

Исследованные слои $Al_xGa_{1-x}As$:Si толщиной 0,7 мкм в диапазоне составов $0{,}22 \le x \le 0{,}4$ были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Концентрация кремния составляла ~ 10^{18} см$^{-3}$. Транспортные свойства и фотопроводимость изучены в диапазоне температур 4,2 – 300 К в магнитных полях до 5,5 Тл. Измерение фотопроводимости проводилось при возбуждении излучением с частотой ~ 50 ГГц с использованием модуляционной методики. Фоновая концентрация варьировалась подсветкой миниатюрной лампочкой накаливания.

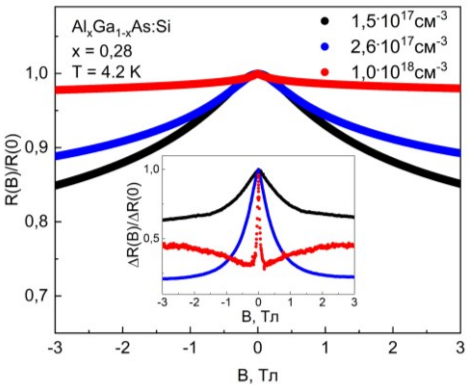


Рис. 1. Зависимость сопротивления и фотосопротивления (на вставке) образца состава x=0,28 от магнитного поля при различных положениях квазиуровня Ферми. Кривые нормированы на максимумы

Все исследованные образцы характеризуются отрицательным магнитосопротивлением, обусловленным эффектом слабой локализации. Анализ квантовых поправок к проводимости показал, что при повышении концентрации носителей слабая локализация подавляется.

В образцах составов $0{,}22 \le x \le 0{,}34$ была обнаружена положительная микроволновая фотопроводимость при $T < \sim 20$ K. С ростом температуры фотоотклик быстро уменьшается. Измерения коэффициента Холла показали, что фотопроводимость обусловлена увеличением подвижности электронов. Обнаружено, что в магнитном поле при низком уровне фоновой концентрации фотосопротивление монотонно уменьшается при увеличении поля, тогда как повышение квазиуровня Ферми приводит к немонотонности полевой зависимости и сопровождается сужением максимума в окрестности $B = 0$. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за наблюдаемые эффекты.

[1] P. M. Mooney, J. Appl. Phys., ***67****, R1 (1990).*
[2] Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов, УФН, ***184****, 1033 (2014).*

Генерация поверхностных волн на второй гармонике в анизотропных полупроводниках с центром инверсии

Голеницкий К.Ю., Гуткин Г.М., Аверкиев Н.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Хорошо известно, что генерация второй гармоники (ГВГ) в объёме диэлектрика или полупроводника возможна только тогда, если в их точечной группе симметрии отсутствует инверсия. Граница нарушает эту симметрию, что приводит к возможности генерации второй гармоники от поверхности любых кристаллов. Этот эффект нашёл очень широкое применение для анализа поверхностей кристаллов и для исследования молекул, специально осаждаемых на его границу. Существует две основные теоретические модели, описывающих этот эффект. В одной модели источник нелинейности связан с пространственной дисперсией объёмной нелинейной восприимчивости [1], то есть связан с магнито-дипольными и квадрупольными вкладами. В другой модели появление нелинейной поляризации связано с существенно нелокальной нелинейной восприимчивостью вблизи границы [2], что качественно похоже на тонкий нелинейный слой вблизи границы без центра инверсии. В общем случае оба механизма могут вносить вклад в ГВГ, при этом во втором случае можно учесть микроскопическую перестройку поверхности (или осаждённый слой молекул), приводящей к иной угловой зависимости спектра ГВГ.

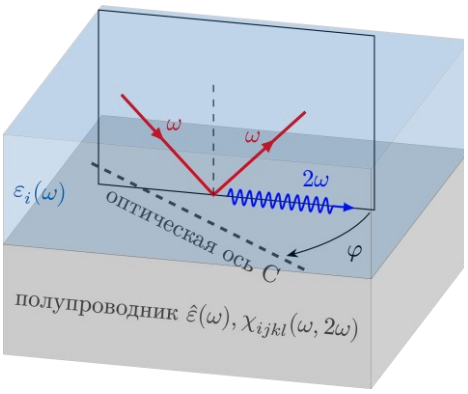


Рис. 1. Схема генерации поверхностных волн на второй гармонике.

В данном докладе теоретически рассматривается механизм генерации бездисперсионных поверхностных волн, например волн Дьяконова, на второй гармонике. Чаще всего поверхностная ГВГ экспериментально исследуется по спектрам отражения. Интенсивность генерации можно усилить, если нелинейный источник попадёт в «резонанс» с собственными модами структуры. Например, в изотропных средах это поверхностные плазмон- или фонон-поляритоны [3,4]. В определённых условиях можно добиться возбуждения именно поверхностной (Рис. 1) или волноводной моды [5], а не резонансного усиления ГВГ в отражении. Поскольку волны Дьяконова существуют на границе одноосного полупроводника или диэлектрика с изотропным диэлектриком в области прозрачности, то их длина распространения ограничена только рассеянием на неоднородностях границы. Это отличает их от поверхностных плазмон- и фонон-поляритонов, для которых основное ограничение – поглощение в кристалле. То есть предлагаемый механизм может быть новым удобным, по сравнению с геометрией нарушенного полного внутреннего отражения, способом генерации волн Дьяконова. Отметим, что узкий диапазон углов существования (несколько градусов) волн Дьяконова в плоскости границы может оказаться полезным. Переход от поиска особенностей в угловом диапазоне для линейных эффектов, связанных с возбуждением волн Дьяконова, например спектра в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения, к поиску особенностей в частотном диапазоне потенциально упрощает их исследование.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №25-12-00093.

*[1] N. Bloembergen, R.K. Chang, S.S. Jha, C.H. Lee, Phys. Rev., **174**, 813 (1968).*
*[2] P. Guyot-Sionnest, W. Chen, Y.R. Shen, Phys. Rev. B, **33**, 8254 (1986).*
*[3] M. Kohlmann et al, Appl. Phys. Lett., **121**, 191105 (2022).*
*[4] N.C. Passler et al, ACS Photonics, **4**, 1048 (2017).*
*[5] A.M. Malvezzi et al, Phys. Rev. B, **68**, 161306 (2003).*

Влияние свойств поверхности подложки на рост кристаллитов фталоцианина меди CuPc

Гордеева А.Б., Макаренко И.В., Нащёкин А.В., Гущина Е.В., Теруков Е.И.

ФТИ им. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Приборы на основе органических полупроводников активно выходят на потребительский рынок. Их преимуществами по сравнению с кристаллическими полупроводниками являются: возможность использования гибких подложек; применение принтерной печати при создании приборных структур, а также сравнительная дешевизна материалов. Одним из самых доступным органических полупроводников является фталоцианин меди (CuPc). В ходе работы была выполнена серия экспериментов по термовакуумному осаждению фталоцианина меди (CuPc) на различные подложки. В качестве подложек мы использовали проводящую подложку – графит, диэлектрические- кварц и стекло, полупроводниковые- GaAs и Si. Подложки GaAs(001) мы использовали разного типа легирования, подвергнутые различным предварительным способам обработки поверхности.

Исследования полученных образцов проводились с использованием зондовых методик: атомно-силового микроскопа (АСМ), сканирующего туннельного микроскопа (СТМ); сканирующего электронного микроскопа и оптической методики – спектроскопии анизотропного отражения света. Последняя методика регистрирует разность коэффициентов отражения линейно поляризованного света вдоль двух взаимно-перпендикулярных направлений, нормированную на средний коэффициент отражения, свет падает на поверхность нормально.

Причина оптической анизотропии пленок CuPc – наклонное положение плоских молекул относительно подложки [1]. Поляризуемость молекулы в направлении оси поворота оказывается выше, чем в перпендикулярном направлении. Молекулы собираются в кристаллиты, внутри которых плоскости молекул параллельны друг другу. Это приводит к большой степени анизотропии для вертикально стоящих кристаллитов, что подтверждается в эксперименте. В пленках толщиной более 140 нм, полученных после продолжительного непрерывного роста на полупроводниковых окисленных подложках Si(001), GaAs(001) n-10^{18}см$^{-3}$ величина оптической анизотропии достигает 20%. Окисление на воздухе приводит к постепенному уменьшению анизотропии. Когда ось кристаллитов параллельно поверхности подложки, степень анизотропии пленки уменьшается, что объясняется относительно высокой поляризуемостью вдоль оси кристаллита.

Молекулы CuPc слабо связаны с подложкой, на начальных стадиях осаждения они мигрируют по поверхности, накапливаясь вблизи ее неровностей. Молекулы взаимодействуют с неоднородным электрическим полем поверхности полупроводниковых подложек. На окисленной поверхности GaAs (001) n-10^{18}см$^{-3}$ после нанесения CuPc, методом СЭМ визуализируются заряженные группы атомов примеси, вблизи которых вырастают островки кристаллитов. Это объясняется диэлектрофорезом молекул CuPc. После нитридной пассивации поверхности [2] окисный слой уходит, электрическое поле поверхности становится однородным. Это приводит к формированию кристаллитов, ориентированных вдоль плоскости поверхности. Минимальная оптическая анизотропия наблюдается в пленках на поверхности кварца. На ней растут хаотически ориентированные кристаллиты CuPc. Однако, после зарядки поверхности кварца, характер роста изменяется [3].

В работе показано, что основным фактором, влияющим на характер роста кристаллитов CuPc, является электрическое поле поверхности подложки.

[1] В.Л. Берковиц et al., ПЖТФ,38 , 68 (2012).
[2] В.Л. Берковиц et al., ФТП,46 , 1463 (2012).
[3] А.Б. Гордеева et al., J. Phys.: Conf. Ser. 1400 055023 (2019).

Перовскитные солнечные модули на радиационно-стойких подложках для применения в космосе

Грень Д.Д., Пежемский А.Н., Сергеев О.С., Рябцева М.В., Саранин Д.С.

НИТУ МИСИС, 119049, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1.

Ключевым элементом энергетической системы спутников выступают солнечные батареи. Для космического применения к ФЭП предъявляются особые требования: высокая эффективность преобразования солнечной энергии, минимальный вес, устойчивость к механическим воздействиям (вибрации, удары при запуске) и, главное, радиационная стойкость.

В качестве автономных источников питания для спутников традиционно используются кремниевые солнечные элементы (КПД до 26%), а также ФЭП на основе соединений группы A3B5, таких как арсенид галлия и его гетероструктуры (КПД 27-45%). Технология изготовления данного типа устройств является высоко воспроизводимой, однако необходимость использования дорогостоящих компонентов и технологических процессов значительно увеличивает конечную стоимость изделий.

Перовскитные солнечные элементы представляют собой перспективную альтернативу традиционным технологиям для космических применений благодаря уникальному сочетанию потенциально высокой эффективности преобразования энергии, малого удельного веса и высокой радиационной стойкости. Актуальные исследования демонстрируют, что перовскитные солнечные элементы сохраняют свыше 93% первоначальной мощности при облучении электронным пучком с энергией 1 МэВ и флюенсом 10^{16} частиц/см^2, в то время как кремниевые и III-V элементы теряют 40% и 38% мощности соответственно при аналогичных условиях.

Как правило планарная перовскитная приборная структура изготавливается на стеклянных содово-известковых подложках (Sodalime), выполняющих роль основного конструктива. Одним из ключевых ограничений для применения перовскитных солнечных модулей в космосе является образование центров окраски в данном типе подложек под действием ионизирующего излучения с характерными полосами поглощения 400 и 620 нм, что приводит к снижению светопропускания и падению КПД солнечного элемента.

В данной работе в качестве альтернативы для изготовления перовскитных солнечных модулей формата 40×40 мм было использовано стекло с содержанием 2%-й добавки CeO_2 (марка К-208) толщиной 130 мкм. Данный тип стекла устойчив к образованию центров окраски под действием ионизирующего излучения.

Вольтамперные характеристики устройств были измерены в условиях освещения (спектр AM1.5 G). Рекордные параметры составили: Uх.х. = 6,37 (В); Jк.з.= 21,77 (мА/см2); ФЗ = 73,62 (%); КПД = 17,00 (%).

Авторы выражают искреннюю благодарность за финансовую поддержку проект «Приоритет 2030» СТП3 Энергия материалов № 075-15-2025-208.

[1] Ilaria Cardinaletti et al., Organic and perovskite solar cells for space applications, Solar Energy Materials and Solar Cells, 182, 121–127 (2018).

[2] NREL. Best Research-Cell Efficiencies: Rev. (2022)

Эффекты квазигидростатического давления в электрических и оптических свойствах галогенидных перовскитов

Жевстовских И.В.[1], Морозова Н.В.[1], Коробейников И.В.[1], М.Н. Сарычев[2], Т.С. Сухих[3], О.И. Семенова[4]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*
[3]*ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3*
[4]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

За последнее десятилетие достигнут огромный прогресс в разработке и исследовании монокристаллических галогенидных перовскитов, обладающих уникальными оптическими, механическими и электрическими свойствами, которые могут быть использованы для создания датчиков, детекторов, солнечных элементов, устройств хранения энергии и т.д. [1]. Недавно нами был предложен новый подход к изучению перовскитов, заключающийся в измерении электрических свойств при многократном воздействии на образец высокого давления до 12 ГПа и сравнительном исследовании оптических свойств в образцах до и после обработки давлением [2, 3]. Оказалось, что в гибридном перовските $CH_3NH_3PbI_3$ границы фазовой стабильности значительно варьируются в зависимости от количества циклов сжатия-декомпрессии, при этом основные фотолюминесцентные (ФЛ) свойства сохраняются [2]. В неорганическом же перовските $CsPbBr_3$ было неожиданным обнаружение хорошей повторяемости фазового перехода “порядок-беспорядок” при циклическом воздействии давлением и значительного увеличения запрещенной зоны в образце после обработки давлением [3]. Поэтому представляло интерес применить предложенный в [2, 3] метод к другому составу, а именно к $CH_3NH_3PbBr_3$, с целью выявления закономерностей, влияющих на электрические и оптические свойства монокристаллов перовскитов в результате воздействия квазигидростатическим давлением. Мы обнаружили, что после обработки давлением в перовските $CH_3NH_3PbBr_3$ величина запрещенной зоны практически не изменилась, а широкая ФЛ эмиссия, связанная с дефектами [4], модифицировалась (Рис. 1). Мы показали, что в образце, обработанном давлением, изменения в дефектной ФЛ эмиссии связаны с увеличением количества вакансий брома и междоузельного брома. В электрических свойствах мы наблюдали с ростом давления два фазовых перехода (от кубической фазы *Pm-3m* ⟶ к кубической *Im-3* ⟶ к орторомбической *Pnma*). С увеличением числа циклов сжатия под давлением мы обнаружили в диапазоне 0.5-3.5 ГПа увеличение электронной и структурной стабильности кубической *Im-3* фазы. Этот эффект мы связали с более сильным сжатием органического катиона $CH_3NH_3^+$ по сравнению с неорганическим каркасом $PbBr_6$, с ростом числа вакансий брома и увеличением числа разорванных связей Pb-Br при компрессии. Наши результаты демонстрируют, что обработка многократным циклическим сжатием под высоким давлением может приводить к модификации свойств галогенидных перовскитов.

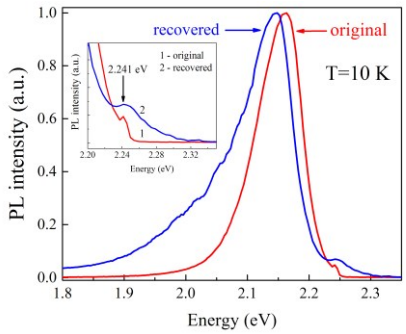


Рис.1. – ФЛ в монокристалле $CH_3NH_3PbBr_3$ до и после обработки давлением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 25-22-00804.

*[1] M.R. Patel et al., Coord. Chem. Rev., **519**, 216105 (2024).*
*[2] N.V. Morozova et al., J. Alloys Comp., **988**, 174305 (2024).*
*[3] I.V. Zhevstovskikh et al., J. Mater Chem. C, **13**, 17921 (2025).*
*[4] I.V. Zhevstovskikh et al., Phys. Rev. Mater., **8**, 034601 (2024).*

Наноперключатели на основе VO_2 для энергоэффективных нейроморфных вычислений

Капогузов К.Е.[1,2], Мутилин С.В.[1], Милюшин Д.М.[1,2], Волошин Б.В.[1], Лысенко Н.И.[1], Кичай В.Н.[3], Яковкина Л.В.[3], Белая С.В[3], Косинова М.Л.[3], Селезнев В.А.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3*

Диоксид ванадия (VO_2) является перспективным функциональным материалом с обратимым фазовым переходом полупроводник-металл [1]. Фазовый переход в VO_2 может быть инициирован электрическим сигналом, что открывает путь для создания на их основе сверхбыстрых и наноразмерных элементов для вычислителей нейроморфной архитектуры [2]. В контексте практических применений устройств на основе VO_2 актуальной является задача формирования и исследования наноструктурированных элементов, превосходящих по энергоэффективности и стабильности стандартные тонкопленочные структуры VO_2.

В данной работе были сформированы и изучены планарные и вертикальные двухконтактные резистивные переключатели на основе тонких плёнок и наноструктур VO_2 высотой от 100 до 300 нм. Такие структуры были получены методами газофазного осаждения (CVD) и атомно-слоевого осаждения (ALD) с последующим отжигом. Показано, что разработанные уникальные переключатели обладают рекордной энергоэффективностью и стабильностью. Переход от сплошных плёночных структур к планарным двухконтактным мезоструктурам с ограниченной активной областью VO_2 позволяет на порядок снизить мощность резистивных переключений, что связано с пространственной локализации тока и уменьшения тепловыделения в мезоструктурах VO_2.

Установлено, что наряду с геометрической локализацией тока ключевую роль в стабильности планарных переключателей играет механическое взаимодействие пленки VO_2 с подложкой. Были впервые сформированы переключатели VO_2 на подложках с развитой морфологией на основе наностенок гексагонального карбонитрида бора (h-BCN) высотой от 100 до 400 нм. Это позволило на три порядка, по сравнению с традиционными жесткими подложками, повысить стабильность резистивных переключений в VO_2 до значения $2{\cdot}10^9$, что объясняется ослаблением накапливающихся механических напряжений при фазовом переходе.

Уникальные вертикальные двухконтактные переключатели были сформированы на основе массивов одиночно расположенных нанокристаллов VO_2. Показано, что такие нанокристаллы демонстрируют не менее 10^{10} стабильных циклов переключения при энергии 150 фДж, что на 4–5 порядков меньше значения для пленочных структур и сравнимо с энергией на спайк биологического нейрона. Такое снижение энергопотребления и повышение стабильности достигается в результате предельного уменьшения объема VO_2 и площади его контакта с подложкой, а также снижения тепловых эффектов рассеяния.

В результате работы исследована взаимосвязь между геометрией переключателя, условиями теплоотвода, механическими напряжениями и параметрами резистивных переключений в наноструктурах VO_2. Продемонстрирована возможность на один-два порядка увеличить стабильность работы и плотность упаковки наноперключателей VO_2, что открывает путь к созданию компактных, быстродействующих и долговечных элементов нового поколения, перспективных для нейроморфной электроники, памяти и оптоэлектронных систем.

[1] Y. Ke, et.al., Small. 2018. №1802025
[2] V.Ya. Prinz, et.al., Nanoscale, 12, 3443-3454, (2020)

Применение фемтосекундной оптической методики накачка-зондирование для исследования анизотропии упругих свойств ленточных вискеров NbS_3

Клоков А.Ю.[1], Фролов Н.Ю.[1], Шарков А.И.[1], Покровский В.Я.[2], Никитин М.В.[2], Зыбцев С.Г.[2]

[1]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Ленинский проспект, 53*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Москва, Моховая 11-7*

Семейство трихалькогенидов переходных металлов, к числу которых относится NbS_3, характеризуется значительным полиморфизмом и наличием фазовых переходов, в частности, с возникновением разных волн зарядовой плотности, взаимодействующих между собой. Прикладной интерес обусловлен перспективами использования в электронных устройствах, в том числе, на основе наноструктур с атомарно-тонкими слоями. Несмотря на большое количество публикаций, посвященных NbS_3, его упругие свойства исследованы недостаточно.

Кристаллы NbS_3 фазы I были получены методом прямой газофазной реакции компонентов в стехиометрическом соотношении с небольшим (~1%) преобладанием серы [1]. Исследованные образцы имели вид лент (вискеров) толщиной 3–5 мкм и шириной 40–70 мкм.

Упругие волны генерировались в результате поглощения фемтосекундных лазерных импульсов (400 нм), сфокусированных в пятно диаметром ~2 мкм. Регистрация распространяющихся волн проводилась по изменению амплитуды и фазы коэффициента отражения задержанных импульсов первой гармоники того же лазера (800 нм).

Пространственная картина изменения фазы коэффициента отражения проявляет распределение упругих деформаций образца вблизи поверхности, которые имеют вид расходящихся фронтов упругих волн. На протяжённых дефектах, идущих вдоль кристалла, регистрируется разрыв волновых фронтов. Фронты имеют форму вытянутых эллипсов: отношение скоростей волн вдоль и поперёк ленты составляет ~2:1. Скорости распространения двух лэмбовских волн составили 2440 и 1920 м/с в направлении оси ленты и 1520 и 1240 м/с в направлении, перпендикулярном оси. В дополнение к ним обнаружен фронт скользящей L-волны, распространяющейся со скоростью ~5980 м/с, что гораздо выше скоростей лэмбовских волн. Зарегистрирован также приход L-волн, отражённых от обратной стороны ленты. Скорость их распространения составила ~5500 м/с. Совокупность данных о распространении лэмбовских и продольных волн позволила определить тензор упругости NbS_3.

Кроме того, регистрировалась зависимость коэффициента отражения от времени и рассчитывался спектр её осциллирующей части. Обнаружены две линии, обусловленные Мандельштам-Бриллюэновским рассеянием зондирующего излучения на продольном (L) фононе, распространяющемся от поверхности вискера. Линия спектра 34.5 ГГц соответствует поляризации зондирующего излучения вдоль оси ленты, а линия 26.7 ГГц – в ортогональном направлении. Поляризационная зависимость Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния связана с сильной оптической анизотропией NbS_3. Определены показатели преломления в направлениях вдоль и поперёк оси вискера, равные 3.9 и 2.9 соответственно. Полученные данные об упругой и оптической анизотропии сравниваются с результатами расчетов [2].

[1] S.G.Zybtsev et al., Physica B 407 1696-1699 (2012).
[2] B.Dusabe et al., Eur. Phys. J. B 93 122 (2020).

Нелинейные эффекты при двухфотонном возбуждении фотолюминесценции нанокристаллов перовскита $CsPbX_3$, внедрённых в стеклянную матрицу

М. С. Кузнецова[1], М. Н. Батаев[1], И.В. Игнатьев[1], Е. В. Колобкова[2,3]

[1]*СПбГУ, 198504, г. Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1*
[2]*СПбГТИ (ТУ), 190013, г. Санкт-Петербург, Московский проспект, 26*
[3] *ИТМО, 199034, г. Санкт-Петербург, Биржевая линия В.О., д. 14*

В последние годы материалы на основе галогенидных перовскитов в форме монокристаллов, тонких пленок и нанокристаллов (НК) привлекают значительный интерес благодаря их перспективности для фотовольтаики, оптоэлектроники и спинтроники. НК перовскитов, инкапсулированные во фторфосфатную стеклянную матрицу, демонстрируют оптические свойства, близкие к коллоидным аналогам: интенсивную фотолюминесценцию (ФЛ), высокий квантовый выход и возможность настройки длины волны излучения от УФ до ближнего ИК-диапазона за счет изменения состава и размера НК [1]. Дополнительным преимуществом является их устойчивость к воздействию внешней среды, мощному лазерному излучению и высоким температурам. Изучение нелинейно-оптических свойств [2] важно для создания лазерных источников и нелинейных преобразователей излучения.

В данной работе представлены результаты исследования спектров возбуждения фотолюминесценции при однофотонном (1P-PLE) и двухфотонном (2P-PLE) возбуждении НК $CsPbX_3$ (X = (Br,Cl), Br, I). На Рис. 1 показаны спектры возбуждения ФЛ НК $CsPbI_3$ в режимах 1P-PLE и 2P-PLE. Для НК $CsPbBr_3$ был измерен коэффициент двухфотонного поглощения, методом Z-скан при энергии фотонов 1.55 эВ, составил 0.63 cm/GW, что в несколько раз превышает значение для коллоидных аналогов [2]. В спектре 2P-PLE возбуждения ФЛ НК $CsPbI_3$ обнаружены особенности, связанные с резонансным возбуждением спин-отщепленного состояния в зоне проводимости. Расчет зонной структуры в рамках теории функционала плотности подтверждает экспериментальные данные.

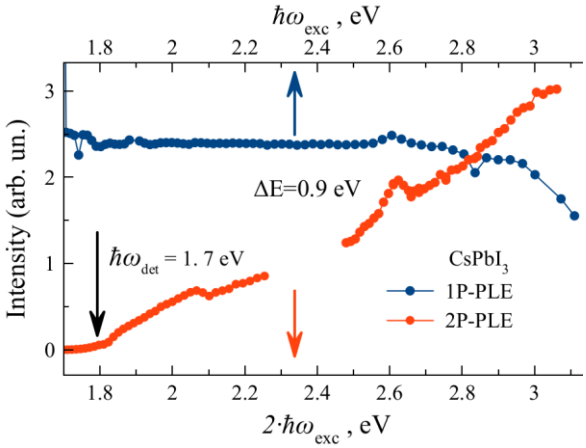


Рис. 1. Спектры возбуждения ФЛ НК $CsPbI_3$ при 1P-PLE и 2P-PLE возбуждении. (кружки).

Звключение: Исследована ФЛ перовскитных НК во фторфосфатном стекле при одно- и двухфотонном возбуждении. Квадратичная зависимость интенсивности ФЛ от мощности двухфотонного возбуждения для НК $CsPbX_3$ однозначно подтверждает двухфотонный механизм. Коэффициент двухфотонного поглощения $CsPbBr_3$ оказался в несколько раз выше, чем у коллоидных НК, что свидетельствует о сильном нелинейно-оптическом отклике нанокристаллов, внедренных в стекло. Сравнение спектров 2P-PLE и 1P-PLE выявило четкие различия в правилах отбора для оптических переходов.

Экспериментальная работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 125022803069-4. Рост образцов выполнен в рамках проекта РНФ № 26-13-00292.

*[1] E.V. Kolobkova et al., J. Non-Cryst. Solids., **563**, 120811 (2021).*
*[2] Y. Wang et al., Nano Lett,. **16**, 448-453 (2016).*

Разделение геминальной пары в органических полупроводниках: моделирование методом Монте-Карло

Литвиненко Д.Н.[1], Никитенко В.Р.[1]

[1]*НИЯУ МИФИ, 115409, г. Москва, Каширское ш., д. 31*

Неупорядоченным органическим полупроводникам (НОП) присущи малые значения диэлектрической проницаемости (обычно от 3 до 5), поэтому после диссоциации экситона электронно-дырочная пара (геминальная пара, ГП) оказывается связана сильным кулоновским взаимодействием. Эффективность фотогенерации в органическом фотовольтаическом устройстве напрямую зависит от эффективности разделения ГП на свободные заряды. Аналитическая модель Онзагера [1], часто используемая для описания этого процесса, даёт значительные расхождения с экспериментом при низких температурах, поскольку не учитывает такие ключевые особенности НОП, как энергетический беспорядок и дисперсионный характер прыжкового транспорта на начальных этапах разделения ГП. Так как прыжковый транспорт в НОП имеет стохастический характер, для моделирования транспорта удобно использовать метод Монте-Карло (МК).

В рамках модели гауссова беспорядка [2] кинетическим методом МК был исследован процесс разделения ГП с учётом как энергетического, так и позиционного (недиагонального) беспорядка. Мы учитывали недиагональный беспорядок, вводя случайное смещение прыжкового центра из узла кубической решётки в пределах радиуса r_d. Исследовано влияние радиуса локализации носителей $1/\gamma$, концентрации прыжковых центров N, ширины их гауссова энергетического распределения σ, а также начального энергетического распределения (квазиравновесного, соответствующего однородному НОП, или сильно неравновесного, соответствующего объёмному донорно-акцепторному переходу) на эффективность разделения в зависимости от температуры T, электрического поля F и толщины слоя.

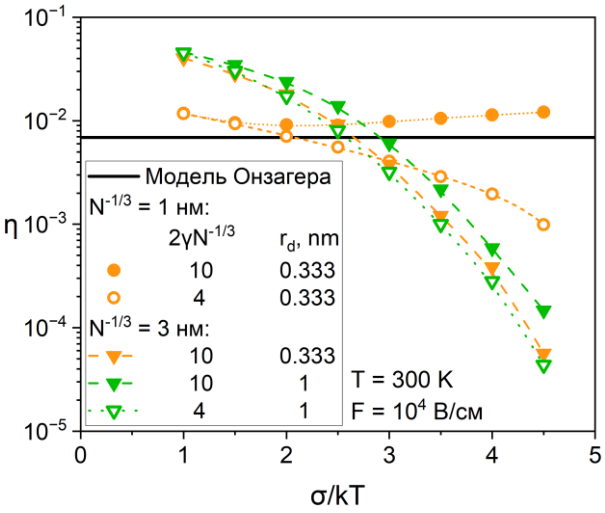


Рис. 1. Вероятность разделения пары при квазиравновесной начальной генерации

Согласно полученным результатам, квантовый выход разделения ГП может как превышать предсказания аналитической модели Онзагера [3], так и быть меньше, что определяется степенью локализации носителей и условиями генерации. В случае слабой локализации и квазиравновесной генерации понижение температуры приводит к существенному уменьшению эффективности разделения. Это связано с длинными прыжками из глубоких состояний, ведущими к рекомбинации. Аналогичный эффект, хотя и менее выраженный, наблюдается при увеличении гауссова беспорядка. Влияние как недиагонального, так и энергетического беспорядка в рассмотренной модели не слишком велико, за исключением случаев слабой локализации и (или) разреженной среды, см. Рис. 1.

Результаты подчёркивают необходимость совместного учёта локализации волновых функций и степени термализации носителей для корректного описания электронных процессов в НОП и могут служить основой для оптимизации активных слоёв органических фотоэлектрических устройств.

[1] D. Liraz et al., Chemical Physics Reviews, 3, 3 (2022).
[2] U. Albrecht et al., Chemical Physics Letters, 235, 3-4, 389-393 (1995).
[3] A.V.Toropin et al., The Journal of Physical Chemistry Letters, 15, 14, 3884-3892 (2024).

Структурные и оптические свойства слоев InGaN для нитридной оптоэлектроники красного диапазона

Д.Н. Лобанов, М.А. Калинников, К.Е. Кудрявцев, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7

В настоящее время соединения InGaN рассматриваются как наиболее перспективные для создания полноцветных светодиодных RGB-дисплеев высокого разрешения в рамках одной материальной системы. Актуальность этой задачи возрастает при создании микродисплеев для разных приложений, поскольку эффективность светодиодов на основе AlInGaP, использующихся сейчас в качестве источников красного света, быстро деградирует с уменьшением их размеров, в то время как III-нитриды демонстрируют здесь намного лучшую стабильность характеристик [1]. Однако, продвижение в сторону оранжево-красного и далее в ближний инфракрасный (ИК) диапазон оптоэлектронных устройств на основе InGaN осложнено множеством технологических проблем, связанных с получением высококачественных эпитаксиальных слоев твердых растворов InGaN с содержанием In > 30%.

В настоящей работе исследованы структурные и оптические свойства объемных слоев InGaN с содержанием In в пределах 30 - 40%, сформированные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (ПА МПЭ). Показано, что при формировании слоев в слабо азотобогащённых условиях (соотношение потоков III и V групп III/V ~ 0.94), понижение температуры роста с 605°C до 575°C приводит к ухудшению кристаллического качества и возрастанию флуктуаций состава InGaN. В результате, в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) наблюдается немонотонное поведение интенсивности сигнала ФЛ в зависимости от температуры роста. С уменьшением температуры роста до 585°C интенсивность сигнала ФЛ снижается, что связывается с увеличением плотности дислокаций, а при понижении температуры роста до 575°C наблюдается резкий рост сигнала ФЛ. Последнее может быть вызвано возрастанием флуктуаций состава с понижением температуры роста, что увеличивает локализацию носителей заряда в In обогащенных кластерах и уменьшает влияние дефектов на излучательные свойства. Согласно рентгенодифракционному анализу, разница составов между In-обогащёнными кластерами и окружающей матрицей при низких температурах роста составляет ~5%. Это может приводить к эффективной локализации неравновесных носителей заряда до температур, близких к комнатным.

Рост InGaN при наиболее высокой из рассматриваемых в данной работе Tg ~ 605 °C, позволяет формировать однородные растворы InGaN с содержанием In до ~33.5%, демонстрирующие интенсивный сигнал ФЛ и гладкую двумерную поверхность. Продемонстрирована возможность повышения содержания In в InGaN при Tg ~ 605 °C до ~ 35% за счёт ещё большего повышения потока In, однако, при этом на поверхности роста наблюдаются капли избыточного металлического In и флуктуации состава такого раствора InGaN. Увеличение потока азота в ~ 1.5 раза позволяет не только увеличить встраивание In и его содержание в InGaN до ~ 39% для Tg ~ 605 °C и существенно снизить неоднородность получаемого раствора InGaN. В результате, удалось достичь «красного» диапазона длин волн и продемонстрировать интенсивную ФЛ на длине волны ~ 625 нм.

*[1] B. Damilano, B. Gil, Journal of Physics D: Applied Physics. **48**(40), 403001 (2015).*

[2] Z.C. Feng, Handbook of Solid-State Lighting and LEDs (Boca Raton, FL, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2017).

Исследование влияния подсветок в видимом диапазоне на сопротивление, терагерцовое поглощение кристаллов ZnSe:Fe^{2+} и время жизни верхнего лазерного уровня 5T2 иона Fe^{2+}

Калинушкин В.П.[1], **Миронов С.А.[1]**, Гладилин А.А[1], Уваров О.В.[1], Юрьев В.А.[1], Ильичев Н.Н.[1], Туморин В.В.[1], Гулямова Э.С.[1], Чегнов В.П.[2], Горшунов Б.П.[3], Жукова Е.С.[3], Живетеев К.В.[3], Терентьев А.В.[3]

[1]Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991 ГСП-1, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38

[2]Научно-исследовательский институт материаловедения, г. Зеленоград, Россия

[3] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.

Представлены результаты исследования электрических и оптических характеристики и влияния на них подсветки в видимом диапазоне кристаллов **ZnSe:Fe^{2+}**, выращенных методом Бриджмена с высокой (0.1 – 0.2 масс. %) концентрацией теллура. В этих образцах, которые имели сопротивление на постоянном токе несколько десятков МОм при комнатной температуре и несколько ТОм при температуре 77 К, наблюдалась фотопроводимость в диапазоне длин волн 470 – 660 нм с временами релаксации от нескольких минут при комнатной температуре до нескольких часов при температуре 77 К. В них так же были измерены терагерцовые спектры динамической проводимости в интервале частот 10 - 60 $см^{-1}$ при температурах 5 – 300 К. и обнаружено влияние на нее подсветки с длинной волны 500 - 870 нм и долговременной релаксации с временами при температуре 5-80 К порядка 1 часа. Исследовано влияние излучения в диапазоне 500 - 870 нм время жизни верхнего лазерного уровня $^5T_2$ иона Fe^{2+} в ZnSe и обнаружено влияние на эту характеристику подсветки с длинной волны 525 нм. Предложена модель, согласно которой наблюдаемые эффекты объясняются на основе образования в исследуемых кристаллах скоплений примесно-дефектных центров и их комплексов.

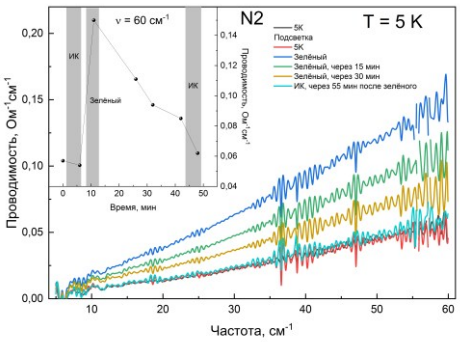


Рис 1. Терагерцовые спектры проводимости при температуре 5 К до и после облучения кристаллов излучением с длинами волн 525 нм и 860 нм. Также приведены зависимости от времени проводимости на частоте 60 $см^{-1}$

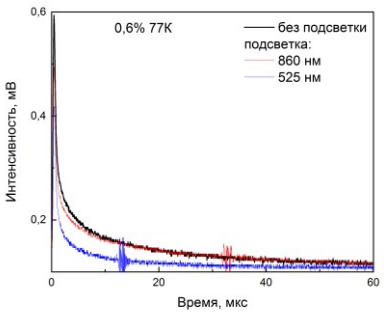


Рис 2. импульсы люминесценции ионов железа при температуре 77 К образцов без подсветки, а также с подсветкой излучением с длинами волн 525 и 860 нм

Люминесцентные и оптические характеристики кристалла Lu_2SiO_5:Ce, выращенного в атмосфере молекул N_2

М.В. Завертяев[1], А.И. Загуменный[2], В.А. Козлов[1], **А.С. Мыза[3]**, Н.В. Пестовский[1], С.Ю. Савинов[1] и В.С. Цхай[1]

[1]*ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, г. Москва, ул. Ленинский проспект, 53*
[2]*ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, 119991 ГСП-1, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38*
[2]*РУДН им. Патриса Лумумбы, 117198, г. Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 6*

Кристалл оксиортосиликата лютеция, легированный ионами церия, - Lu_2SiO_5:Ce - известный высокоэффективный сцинтиллятор, активно применяемый во многих приложениях, в том числе в позитронно-эмиссионной томографии раковых опухолей. Этот кристалл имеет высокий световыход (до 40000 фотонов/МэВ, короткую длительность свечения (35-40 нс), высокую радиационную и химическую стойкость и высокую (более 7 г/см^3) массовую плотность. Механизмы эволюции электронных возбуждений (ЭВ) в Lu_2SiO_5:Ce и его модификациях активно исследуются и представляют значительный интерес для развития физики и техники сцинтилляционных материалов.

Особую роль при этом играет изучение влияния технологических особенностей роста кристалла на характер эволюции ЭВ и, в том числе, на его сцинтилляционные параметры. Технологические особенности процесса выращивания кристаллов могут влиять на структуру его дефектов, что может существенно отражаться на механизме эволюции ЭВ. Особую роль в этом играет состав газа, в котором выращивается кристалл. В настоящее время коммерческие кристаллы группы Lu_2SiO_5:Ce выращиваются в атмосфере атомов Ar.

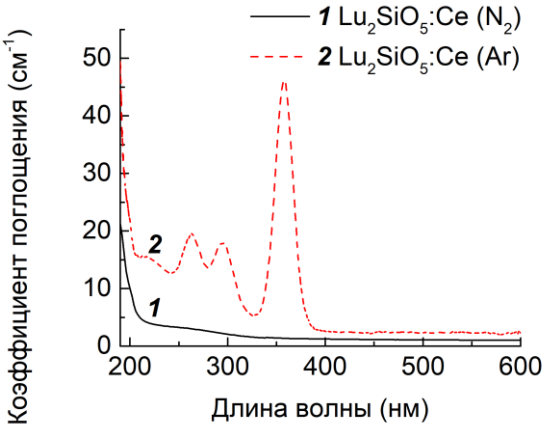


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны для кристалла Lu_2SiO_5:Ce, выращенного в атмосфере молекул N_2 (1) и атомов Ar (2).

В работе исследуется кристалл Lu_2SiO_5:Ce, выращенный методом Чохральского в атмосфере молекул N_2. Измерены оптические и сцинтилляционные свойства кристалла. Получены спектр оптического поглощения, спектры фотолюминесценции и импульсной катодолюминесценции, кинетика фотолюминесценции, кинетика сцинтилляции и амплитудный спектр сцинтилляции под действием гамма-квантов с энергией 661 кэВ. Обнаружено, что кристалл Lu_2SiO_5:Ce, выращенный в атмосфере молекул N_2, обладает оптическими и сцинтилляционными характеристиками, заметно отличающимися от таковых для хорошо изученных кристаллов типа Lu_2SiO_5:Ce, выращенных в атмосфере атомов Ar [1]. Для примера на рис. 1 приведено сопоставление спектров поглощения кристаллов Lu_2SiO_5:Ce, выращенных в атмосфере молекул N_2 (1) и атомов Ar (2). Можно видеть, что кристалл, выращенный в атмосфере молекул N_2, не содержит в спектре поглощения характерных пиков на длинах волн 358, 295 и 263 нм. В работе обсуждается природа обнаруженных процессов и предложено объяснение экспериментальным данным на основе представления о дефектах в кристаллах Lu_2SiO_5:Ce.

[1] Белов М. В., Заварцев Ю. Д., Завертяев М. В., Загуменный А. И., Козлов В. А., Кутовой С. А., Пестовский Н. В., Савинов С. Ю., Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук, ***49****, 3 (2022).*

Учёт вырождения зон при количественном анализе гальваномагнитных свойств и оптических спектров в терагерцовой области подложек *p*-GaSb

Овешников Л.Н.[1], Фельде А.А.[1], Муратов А.В.[1], Давыдов А.Б.[1], Чернопицский М.А.[1], Минаев И.И.[1], Клековкин А.В.[1], Кривобок В.С.[1]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53*

Несмотря на типичное для полупроводников $A^{III}B^{V}$ вырождение валентной зоны (присутствие зон лёгких и тяжёлых дырок), данный аспект зачастую игнорируется при анализе электрофизических и оптических свойств кристаллов *p*-GaSb как в научной литературе, так и при паспортизации коммерческих подложек, широко применяемых для создания функциональных гетероструктур. В данной работе приводятся результаты исследования гальваномагнитных и оптических свойств коммерчески доступных epi-ready подложек *p*-GaSb, анализируемые при учёте вырождения зон, и обсуждаются ключевые аспекты такого анализа. Каждый из двух типов свободных носителей заряда даёт аддитивный вклад в проводимость системы, описываемой в рамках классических формул. Базовый вариант определения параметров носителей сводится к аппроксимации соответствующим выражением полевой зависимости холловского сопротивления, которая в таких системах оказывается нелинейной. Однако, в общем случае наличие четырёх подгоночных параметров приводит к неоднозначности получаемых результатов. Специфика *p*-GaSb заключается в том, что с достаточной точностью можно полагать отношение концентраций лёгких и тяжёлых дырок постоянным и определяемым отношением их эффективных масс. Кроме того, используя фактическое значение удельного сопротивления системы при конкретной температуре, можно проводить аппроксимацию всего двумя подгоночными параметрами – подвижностями носителей в каждой из зон. Полученные результаты аппроксимации, вкупе с температурными зависимостями холловского сопротивления в фиксированном поле, можно использовать для определения изменения концентраций и подвижностей носителей заряда в каждой из зон с температурой. Необходимо отметить, что вне описанных допущений соответствующий расчёт оказывается невозможен, что, по-видимому, объясняет практически полное отсутствие подобного типа данных в существующей литературе. Результаты, полученные в рамках описанного подхода, сравнивались с результатами анализа в рамках стандартной однозонной модели, используемой, в частности, при паспортизации коммерческих подложек. Кроме ожидаемо существенного количественного отличия результатов двух моделей отмечается, что любые дальнейшие расчёты, например, оценка изменения уровня химического потенциала с температурой (необходимая для корректного дизайна гетероструктуры на такой подложке), возможны лишь при учёте вырождения зон, поскольку параметры носителей в однозонной модели являются сложной комбинацией реальных значений, которую невозможно оценить независимо. Это оказывается крайне важным и при анализе оптических свойств *p*-GaSb. Так, терагерцовая часть спектров в исследуемых пластинах, после учета интерференции лучей внутри пластины, ожидаемо определяется свободными носителями заряда. Составление минимальной модели, состоящей из двух друдевских пиков, соответствующих вкладам лёгких и тяжёлых дырок, и одной фононной линии, позволяет надёжно описать спектр комплексного показателя преломления в терагерцовой области в широком диапазоне температур. Полученные значения плазменных частот хорошо коррелируют с результатами гальваномагнитных исследований. Таким образом, в работе представлены результаты детальной характеризации параметров epi-ready подложек *p*-GaSb в рамках комплементарного анализа температурной эволюции холловского сопротивления и оптических спектров в терагерцовом диапазоне. Модификация широкозонного перовскита для интеграции в высокоэффективные тандемные структуры с кремнием.

Модификация широкозонного перовскита для интеграции в высокоэффективные тандемные структуры с кремнием

Пахомова А.А., Булгаков К.А., Дорофеев Д.Ю., Саранин Д.С.

НИТУ «МИСИС», 119049, г. Москва, Ленинский пр-кт., д. 4, стр. 1

В условиях глобального перехода к устойчивой низкоуглеродной энергетике разработка высокоэффективных технологий фотоэлектрического преобразования солнечного излучения представляет собой одно из приоритетных направлений современных материаловедческих и энергетических исследований. Одной из ключевых проблем современной фотовольтаики является приближение практических характеристик однопереходных кремниевых солнечных элементов к теоретическому пределу Шокли — Квейссера. Данная тенденция обусловливает необходимость разработки фотоэлектрических преобразователей нового поколения, способных сочетать высокий коэффициент полезного действия с технологичностью производства и экономической целесообразностью. Преодоление фундаментальных ограничений однопереходных устройств достигается за счет применения тандемных структур, использующих фотоактивные материалы с комплементарными ширинами запрещенных зон. Наиболее перспективной архитектурой, обеспечивающей оптимальное соотношение эффективности, стабильности и масштабируемости производства, признана тандемная структура на основе перовскитного и кремниевого фотоэлектрических преобразователей [1]. Превосходство широкозонных перовскитов в таких элементах обусловлено оптимально настраиваемой шириной запрещённой зоны (1,6–1,8 эВ), высоким коэффициентом поглощения, а также технологической совместимостью низкотемпературных методов осаждения перовскитных пленок с готовыми кремниевыми структурами. Функционирование такой системы базируется на спектральном разделении потока излучения: широкозонный перовскитный слой абсорбирует высокоэнергетические фотоны видимого диапазона, кремниевая подъячейка преобразует низкоэнергетические фотоны ИК-области. Каскадная схема минимизирует тепловые потери и теоретически позволяет достичь эффективности преобразования свыше 45 % [2].

Структурное качество фотоактивного слоя, включая его морфологию и степень кристалличности, определяет эффективность перовскитных подъячеек. Одним из наиболее действенных методов оптимизации служит регулирование кинетики кристаллизации посредством введения в прекурсорный раствор модифицирующих добавок, таких как хлорид метиламмония (MACl). Механизм воздействия MACl обусловлен формированием ионами хлора промежуточных фаз на ранних стадиях кристаллизации, что подавляет образование нежелательной δ-фазы. В процессе термообработки ионы хлора удаляются из структуры, в то время как катионы метиламмония интегрируются в кристаллическую решетку, вызывая ее сжатие и снижая энтальпию образования целевой фотоактивной фазы [3]. Введение добавки MACl в концентрации 15 мол.% (с избытком относительно стехиометрии) в состав широкозонного перовскита $Cs_{0,2}FA_{0,8}PbI_{2,15}Br_{0,75}Cl_{0,1}$ (Eg = 1,72 эВ) способствует увеличению среднего размера зерен со 190 до 290 нм. Рентгенофазовый анализ показал, что в опорных образцах без добавления MACl формируется α-FAPbI3 фаза, но отмечается наличие примеси йодида свинца. Использование модифицирующей добавки позволило получить пленки без признаков вторичной фазы йодида свинца. Влияние структурных улучшений на работу устройств было оценено по электрофизическим характеристикам ПСЭ с эффективной площадью 0,15 см^2 на основе опорного и модифицированного состава. Добавление MACl обеспечило рост ключевых параметров: напряжения холостого хода (Vxx) с 1,12 В до 1,14 В (средние показатели), тока короткого замыкания (Jкз) – с 16,8 до 17,5 мА/см², коэффициента заполнения (ФЗ) с 66 до 69 %, что привело к увеличению эффективности преобразования (КПД) на 1,8% – с 12 до 13,8 % в среднем и на 1,05 % – с 14,05 до 15,1 % для лучших устройств.

Авторы выражают искреннюю благодарность за финансовую поддержку Российского научного фонда (РНФ) в рамках гранта № 22-19-00812-Р.

*[1] Chen et al., Advanced Energy Materials, **6**, 1601128 (2016).*
*[2] Yang G. et al, Nat Photonics, **19**, 9, 913-924 (2025).*
[3] Kim M. et al, Joule, 3, 2179-2192 (2019).

Определение зонной структуры Na_2KSb: фотоэмиссионная спектроскопия и расчеты из первых принципов

Рожков С.А.[1,2], Бакин В.В.[1], Еремеев С.В.[3], Русецкий В.С.[1,4], Голяшов В.А.[1,2], Кустов Д.А.[1], Орехов Д.К.[1,5], Шайблер Г.Э.[1,2,5], Альперович В.Л.[1,2], Терещенко О.Е.[1,2]

[1] *ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13*
[2] *НГУ, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2*
[3] *ИФПМ СО РАН, 634055, г. Томск, пр. Академический, д. 2/4*
[4] *АО «ЭКРАН ФЭП», 630060, г. Новосибирск, ул. Зеленая Горка, д. 1*
[5] *НГТУ, 630073, г. Новосибирск, пр. К.Маркса, д. 20*

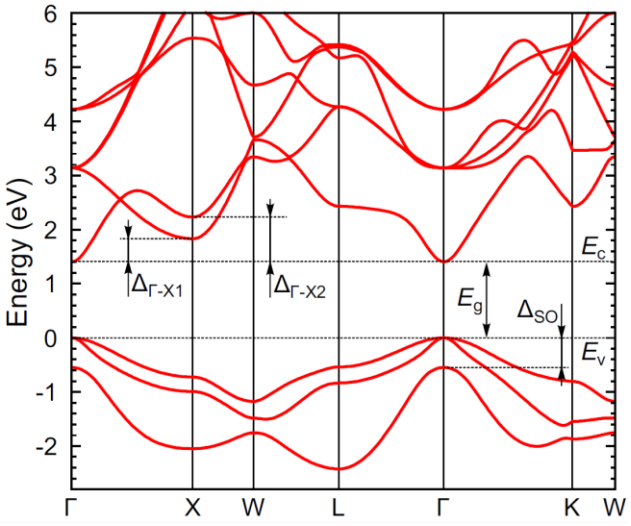


Рис.1. – Зонная структура Na_2KSb, рассчитанная в данной работе ТФП-методом. Экспериментально определенные параметры указаны на рисунке.

Соединения антимонидов щелочных металлов широко используются в качестве фотокатодов благодаря оптимальному сочетанию высокой квантовой эффективности фотоэмиссии, низкой средней поперечной энергии и стабильности. Недавно нами была обнаружена оптическая ориентация спина в Na_2KSb [1] и узконаправленная эмиссия электронов из мультищелочных $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС) [2,3], что показывает перспективность таких фотокатодов как стабильных источников спин-поляризованных электронов высокой яркости. Как и в случае полупроводниковых III-V фотокатодов с ОЭС, дальнейшая разработка и оптимизация $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов требуют детального знания зонной структуры активного Na_2KSb слоя. Однако, несмотря на долгую историю исследований и практических применений, данные о зонной структуре Na_2KSb скудны и противоречивы.

В данной работе зонная структура Na_2KSb изучена с помощью комбинации фотоэмиссионной спектроскопии низкоэнергетических электронов, эмитированных из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов, и расчетов методом теории функционала плотности (ТФП). Основные результаты заключаются в следующем [4]: (1) в энергетических распределениях фотоэлектронов, эмитированных $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодами, обнаружена тонкая структура, обусловленная эмиссией баллистических фотоэлектронов, а также фотоэлектронов, термализованных в минимумах зоны проводимости Na_2KSb; (2) значения ширины запрещенной зоны E_g, спин-орбитального расщепления Δ_{SO} и энергетических положений боковых долин зоны проводимости $\Delta_{\Gamma-X1}$ и $\Delta_{\Gamma-X2}$ в Na_2KSb определены из эволюции энергетических распределений фотоэлектронов при изменении энергии фотонов. Полученные экспериментальные значения хорошо согласуются с расчетом методом ТФП. Сопоставление эксперимента с расчетом позволило определить положения боковых долин в k-пространстве.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 25-62-00004.

*[1] V.S. Rusetsky, V.A. Golyashov, S.V. Eremeev et al., Phys. Rev. Lett., **129**, 166802 (2022).*
*[2] S.A. Rozhkov, V.V. Bakin, V.S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Appl., **22**, 024008 (2024).*
*[3] S.A. Rozhkov, V.V. Bakin, H.E. Scheibler et al., Phys. Rev. Lett., **136**, 127001 (2026).*
[4] S.A. Rozhkov, V.V. Bakin, S.V. Eremeev et al., arXiv:2602.17105 (2026).

Влияние пьезоэлектричества на ян-теллеровский вклад в поглощение ультразвуковых волн в кристалле CdSe:Cr

Сарычев М.Н.[1], Жевстовских И.В.[1,2], Жерлицын С.В.[3], Коростелин Ю.В.[4], Аверкиев Н.С.[5], Гудков В.В.[1]

[1]*УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19*
[2]*ИФМ им. М. Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, д. 18*
[3]*Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD-EMFL), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR), 01328 Dresden, Germany*
[4]*ФИАН имени П. Н. Лебедева, г. Москва, Москва, Ленинский проспект, д.53*
[5]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Особенностью кристаллов, не обладающих центром инверсии, является их пьезоактивность. В допированных кристаллах, вклад ян-теллеровской (ЯТ) подсистемы в поглощение и скорость ультразвуковых волн определяется соответствующей компонентой β изотермического модуля упругости этой подсистемы $\left(c_{JT}^{T}\right)_{\beta}$. Без учета пьезоэлектричества, изотермические модули для кристалла CdSe:Cr со структурой вюрцита были рассчитаны в [1]. В результате, были получены следующие соотношения

$$\left(c_{JT}^{T}\right)_{11} = \left(c_{JT}^{T}\right)_{66} = \frac{1}{2}\left(c_{JT}^{T}\right)_{55}. \qquad (1)$$

На рис. 1 кривая 1 соответствует моде, описываемой модулем $\left(c_{JT}^{T}\right)_{11}$, 2 – $\left(c_{JT}^{T}\right)_{66}$, 3 – $\left(c_{JT}^{T}\right)_{55}$, а кривая 4 рассчитана на основе экспериментальных данных для $\left(c_{JT}^{T}\right)_{66}$ с учетом соотношений (1). Видно, что теоретически полученная аномалия, связанная с эффектом Яна-Теллера, существенно больше того, что наблюдается в эксперименте. Данное обстоятельство послужило мотивацией более последовательного описания поглощения и скорости ультразвука в пьезоактивных кристаллах [2]. Было показано, что

$$\left(c_{JT}^{T}\right)_{55} = \left(c_{JT}^{T}\right)_{66} \frac{6}{F_E^2} f\left(\Delta\mathcal{E}, F_E, p_{ij}^{(n)}\right), \qquad (2)$$

где F_E – линейная константа вибронной связи, $\Delta\mathcal{E}$ учитывает кристаллографическую анизотропию силовой константы, $p_{ij}^{(n)}$ – пьезоэлектрические коэффициенты, характеризующие ЯТ комплекс. В предельном случае $p_{ij}^{(n)} \to 0$, $\Delta\mathcal{E} \to 0$ фактор $f\left(\Delta\mathcal{E}, F_E, p_{ij}^{(n)}\right) \to \frac{F_E^2}{3}$ и мы получаем соотношения (1).

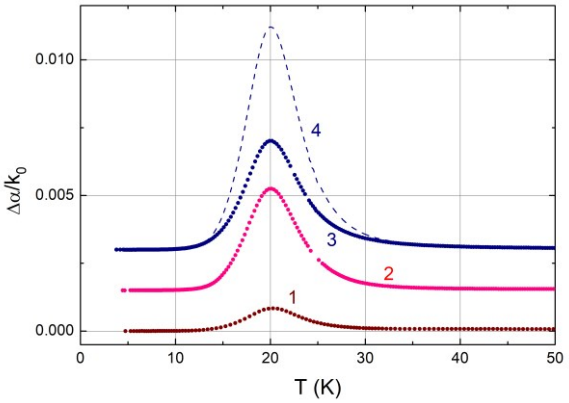


Рис. 1. Зависимости поглощения ультразвуковых волн, измеренные на частотах 53-55 МГц от температуры, распространяющиеся вдоль оси [100]. Кривая 1 соответствует продольной моде, 2 – поляризованной вдоль оси [010], 3 – поляризованной вдоль [001], 4 – модельная кривая для этой моды, рассчитанная без учета пьезоэлектричества. Кривые 2-4 сдвинуты вверх относительно кривой 1 для удобства восприятия.

Работа выполнена рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект #FEUZ-2026-0010).

*[1] Н. С. Аверкиев и др., ЖЭТФ, **156**, 87 (2019).*
*[2] В. В. Гудков и др., Письма в ЖЭТФ, **123**, 226 (2026).*

Объёмная и приповерхностная рекомбинация носителей заряда в гибридном перовските $CH_3NH_3PbBr_3$

Сарычев М.Н.[1], Жевстовских И.В.[1,2], Ахатов М.В[2], Семенова О.И.[3]

[1] *УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*
[2] *ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[3] *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

Гибридные (металл-органические) галогенидные перовскиты представляют собой уникальный класс полупроводниковых материалов, перспективных для фотольтаики и обладающих замечательными оптоэлектронными свойствами для создания на их основе лазеров, детекторов, устройств хранения энергии и др. Ранее было установлено, что оптические и электронные свойства поверхности монокристаллов перовскитов отличаются от свойств в объеме [1]. Применение катодолюминесценции (КЛ) хорошо зарекомендовало себя в качестве метода анализа оптоэлектронных свойств галогенидных перовскитов с пространственным разрешением менее микрометра [2]. Различия в генерации избыточных носителей заряда при катодо- и фотолюминесценции (ФЛ) могут приводить к получению различной информации.

В работе представлены результаты сравнительного анализа спектров ФЛ и КЛ в монокристаллах перовскита $CH_3NH_3PbBr_3$ в интервале температур 150-350 К. Вблизи края поглощения наблюдались пики в спектрах ФЛ и КЛ, при этом пики КЛ оказались сдвинуты в большие энергии относительно пиков ФЛ (Рис.1). Моделирование методом Монте-Карло показало, что для используемых в эксперименте значений ускоряющего напряжения глубина проникновения электронного луча в образец составляет величину не более 40 нм [3]. Мы полагаем, что наблюдаемое различие спектров КЛ и ФЛ может быть связано с различием свойств поверхностного слоя и объема монокристалла. К основным факторам, приводящим к такому различию, относится миграция ионов в кристаллах гибридных перовскитов, создающая в поверхностном слое электрическое поле через спонтанное разделение отрицательно заряженных ионов галогена и положительно заряженных вакансий [1]. В рамках модели, предложенной в [1], мы описали температурную зависимость положений пиков КЛ с учетом двух вкладов: первый связан с обычным электрон-фононным взаимодействием, а второй - пропорционален квадрату среднего, наведенного миграцией ионов, электрического поля (штриховая линия на Рис. 1). Зависимость же положений пиков ФЛ хорошо описывается в рамках электрон-фононного взаимодействия с продольными оптическими фононами с энергией 8.4 мэВ (сплошная линия на Рис. 1).

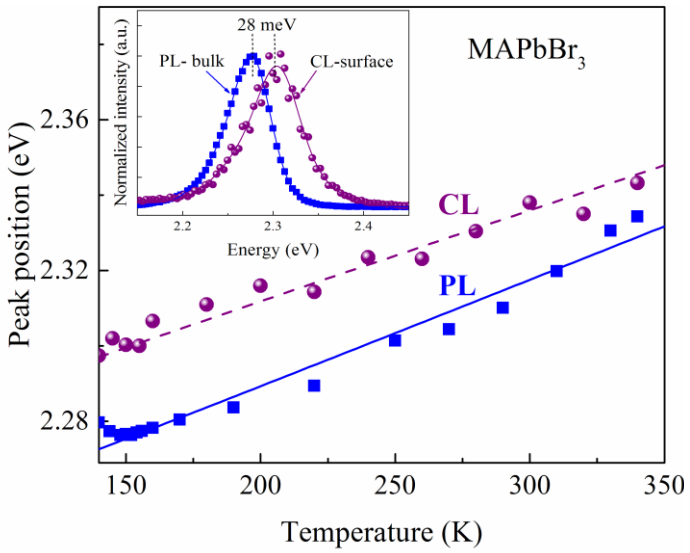


Рис.1. – Температурная зависимость положения пиков ФЛ и КЛ в монокристалле $CH_3NH_3PbBr_3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 25-22-00804.

*[1] S.P. Sarmah et al., Nano Lett., **17**, 2021 (2017).*
*[2] H. Guthrey, J. Moseley, Adv. Energy Mater, **10**, 1903840 (2020).*
*[3] М.В. Ахатов и др., ФТТ, **66**, 960 (2024).*

Масштабирование перовскитных солнечных модулей

Сегаль Г.В.[1], Воронов В.А.[1], Хейфец С.С.[1], Феклистова А.А.[1], Сергеев О.С.[1], Бадурин И.В. [1], Гостищев П.А.[1], Саранин Д.С.[1]

[1]*НИТУ МИСИС, 603087, 119049, Москва, Ленинский пр-т, 4 стр.1*

Перовскитные солнечные элементы демонстрируют рекордный рост эффективности солнечных элементов (>25%) [1]. Низкозатратные процессы жидкостного нанесения и превосходство над кремнием в удельной выработке при низкой инсоляции (G <300) Вт/м² до 50% суточного времени в средних широтах [2]. Однако масштабирование модулей (>100 см²) сталкивается с потерями КПД [3]. Помимо этого, созданные прототипы исследуются в большинстве случаев в лабораторных условиях, что не дает полноценной картины работоспособности ПФМ в реальных условиях эксплуатации.



Рис. 1. Внешний вид ПСП (слева) и КСП (справа)

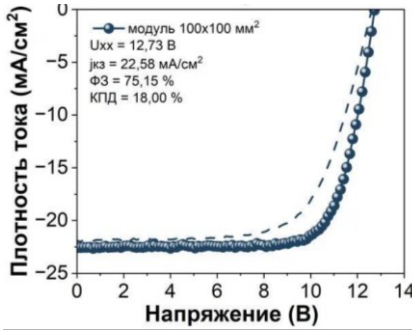


Рис. 2. Вольтамперная характеристика модуля типоразмера 100x100 мм² с достижением КПД 18 %

Прототипирование включало оптимизацию нанесения перовскитов методом вакуумной вспышки, рзработку оригинальной низкотемпературной (<120°C) герметизации с применением бутилкаучука и эпоксидных. Автономный стенд включал в себя блок телеметрии точки максимальной мощности (MPPT), метеостанцию и пиргелиометр для синхронизации получаемых данных об уровне освещенности, температуры и влажности

Целью работы являлась разработка масштабируемых процессов нанесения для модулей 100×100 мм, создание полноразмерного прототипа перовскитной солнечной панели (ПСП) с низкотемпературной герметизацией и проведение натурных испытаний для сравнения с панелью на гетероструктурном кремнии (HJT) по эффективности и годовой выработке (рисунок 1).

В результате проведённой работы, были разработаны технологические маршруты, позволяющие масштабировать модули типоразмера 100x100 мм² с достижением КПД 18 % (рисунок 2). Так же была разработана низкотемпературная герметизации модулей в панели, эффективно справляющаяся с защитой ПФМ от факторов окружающей среды. За время испытаний (2000+ часов) были получены данные о вырабатываемой мощности в зависимости от уровня инсоляции, где были выявлены преимущества перовскита над кремнием при уровнях освещённости (180–380) Вт/м² интегральная мощность ПСП по отношению к КСП составляется 1,36–2,26. А также сделан теоретический расчет прогнозируемых значений мощности, которые достигают минимума в 3,22 Вт в дневное время в декабре и максимума в 13,61 Вт в Июне, при заявленной максимальной мощности 20,9 Вт.

*[1] Liu C. et al., Science, **382**,810-815, (2023).*
*[2] Velilla E. et al., Solar Energy Materials and Solar Cells, **191**, 15-20, (2019).*
[3] Wang J. et al., J. Mater. Chem. C, (2026).

Работа выполнена при поддержке проекта «Приоритет-2030» СТП3 Энергия материалов № 075-15-2025-208.

Анализ резонансного рассеяния света на LO фононах при двухфотонном возбуждении в кристалле сульфида кадмия

Семенова Л.Е.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38

Спектроскопия резонансного комбинационного рассеяния света позволяет получать информацию не только о колебательной системе полупроводника, но и электронных переходах и механизмах электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействия. Резонансное гиперкомбинационное рассеяние (РГКР) происходит при двухфотонном возбуждении, и это дает возможность из спектров РГКР извлечь дополнительные сведения.

Ранее при экспериментальном исследовании РГКР на продольных оптических (LO) фононах в вюртцитном полупроводнике сульфида кадмия наблюдалось резкое увеличение интенсивности рассеяния света при приближении к двухфотонному резонансу с нижним экситонным уровнем [1]. При геометрии рассеяния, используемой в эксперименте [1], в наблюдаемое РГКР наряду с последовательностью промежуточных экситонных состояний *s*-*p*-*s* может вносить вклад также процесс рассеяния, который включает следующие переходы: двухфотонный дипольный переход в А экситон *s*-типа (Γ_6), внутризонный переход в *p*-экситон в результате фрелиховского экситон-фононного взаимодействия и слабо-запрещенный переход в основное состояние. Как известно, двухфотонные дипольные переходы в *s*-экситонные состояния могут происходить через промежуточные *p*-экситоны, относящиеся к той же паре зон, или *s*-экситоны, связанные с вышележащей зоной проводимости или более глубокой валентной зоной [2, 3]. Обычно основной вклад в РГКР вносит последовательность *s*-*p*-*s*, поскольку соответствующий процесс рассеяния описывается в рамках двухзонной модели и включает только разрешенные дипольные переходы. Оценки сечения РГКР, выполненные с учетом процессов рассеяния, включающих двухфотонные переходы в *s*- и *p*-экситоны А серии, в зависимости от удвоенной энергии фотонов возбуждающего излучения показали, что его рост при приближении к резонансу не соответствует наблюдаемому в эксперименте [4].

В представленной работе анализируется РГКР света на LO фононах в вюртцитном кристалле CdS с учетом вкладов процесса рассеяния, включающего двухфотонные переходы в *s*-экситоны А серии, и последовательностей промежуточных состояний *s*-*p*-*s* трех экситонных серий. При этом рассматриваются волновые функции валентной зоны, определенные в работе [5], в соответствии с которой в подзоне А и нижележащей зоне *v'* (Γ_9) возможно смешивание состояний, преобразующихся по неприводимым представлениям группы симметрии Γ_5 и Γ_6. Формально правила отбора разрешают дипольные переходы между подзонами А, В и С, и соответствующие матричные элементы могут оказаться ненулевыми. В этом случае двухфотонный переход в А экситон *s*-типа (Γ_6) может происходить также через промежуточные *s*-экситонные состояния, относящихся к В или С серии. В данной работе учитывались возможные дипольные переходы между подзонами, и было показано, что они могут привести к заметному изменению вклада процесса, включающего двухфотонные переходы в *s*-экситоны. Однако проведенный анализ показал, что учет рассматриваемых в этой работе процессов рассеяния не объясняет наблюдаемого резкого роста интенсивности РГКР.

*[1] V.A. Maslov et al., Laser Phys., **6**, 132 (1996).*
*[2] G.D. Mahan, Phys. Rev., **170**, 825 (1968).*
*[3] K.C. Rustagi et al., Phys.Rev. B, **8**, 2721 (1973).*
*[4] L.E. Semenova, J. Russ. Laser Phys. Res., **42**, 721 (2021).*
*[5] E. Gutsche, E. Jahne, Phys. Stat. Sol., **19**, 823 (1967).*

Резонансное рассеяние света на 2LO фононах при двухфотонном возбуждении в кристалле CdS

Семенова Л.Е.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38

При экспериментальном исследовании многофононного резонансного комбинационного рассеяния в кристалле сульфида кадмия был обнаружен нерегулярный характер изменения интенсивности с увеличением числа возбуждаемых продольных оптических (LO) фононов, причем самой интенсивной была линия 2LO [1]. Эта особенность качественно объяснялась в рамках экситонной модели [1], в соответствии с которой в спектрах резонансного гиперкомбинационного рассеяния (РГКР) вследствие увеличения числа фотонов, участвующих в процессе РГКР, должны преобладать линии нечетных порядков. Позже сообщалось о наблюдении 1LO и 3LO линий в спектрах РГКР в CdS, при этом 2LO линия не была зарегистрирована [2].

Однако при исследовании РГКР в CdS с помощью перестраиваемого лазера было обнаружено возгорание 2LO линии при двухфотонном возбуждении вблизи резонанса с нижним экситонным уровнем [3], которое в работе [4] объяснялось механизмом рассеяния, включающим двухфотонные переходы в B и C экситоны *s*-типа, но это не проясняло отсутствие 2LO линии ниже резонанса. Позже был проведен анализ этого процесса рассеяния с учетом волновых функций валентной зоны, полученных в работе [5], в которой предполагалось, что в верхней подзоне A и нижележащей валентной зоне *v'* (Γ_9) в результате спин-орбитального взаимодействия возможно смешивание *p*- и *d*-подобных состояний, т.е. состояний, преобразующихся в соответствии с неприводимыми представлениями Γ_5 и Γ_6 [6]. Дипольные переходы из зоны *v'* (Γ_9) в случае подмешивания в ней *p*-подобных состояний возможны не только в подзоны B или C, но и в нижнюю зону проводимости *c*. Выполненные оценки показали, что при некоторых условиях учет этих переходов может привести к резкому росту сечения РГКР на 2LO фононах при приближении к двухфотонному резонансу с нижним экситонным уровнем [6].

Но при геометрии рассеяния, используемой в эксперименте [3], двухфотонные дипольные переходы разрешены также в B и C экситоны *d*-типа, и, следовательно, возможен процесс рассеяния, которому соответствует последовательность промежуточных экситонных состояний *p-d-p-s*. Его вклад в РГКР также зависит от возможных переходов в зону *v'*, поскольку двухфотонный переход в *d*-экситон происходит через промежуточное *p*-экситонное состояние [7].

В представленной работе рассматривается РГКР света на 2LO фононах в кристалле CdS со структурой вюртцита с учетом процессов рассеяния, включающих двухфотонные переходы в *s*- и *d*-экситоны, относящиеся к сериям B и C. Были выполнены оценки частотной зависимости сечения РГКР на 2LO фононах при двухфотонном возбуждении ниже и в области экситонного резонанса, которые показали, что в отсутствии дипольных переходов в зону *v'* основной вклад в РГКР вносит процесс рассеяния, включающий двухфотонные дипольные переходы в экситоны *s*-типа, а роль последовательности промежуточных состояний *p-d-p-s* незначительна. Однако с учетом этих переходов в некоторых случаях ее роль может значительно возрастать, и это может приводить к ее заметному влиянию на поведение частотной зависимости сечения рассеяния.

*[1] А.А. Клочихин и др., ЖЭТФ, **71**, 2230 (1976).*
*[2] Л.Е. Зубкова и др., Письма в ЖЭТФ, **57**, 334 (1993).*
*[3] V.A. Maslov et al., Laser Phys., **6**, 132 (1996).*
*[4] L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, Laser Phys. Lett., **2**, 262 (2005).*
*[5] E. Gutsche, E. Jahne, Phys. Stat. Sol., **19**, 823 (1967).*
*[6] L.E. Semenova, J. Russ. Laser Phys. Res., **44**, 609 (2023).*
*[7] G.D. Mahan, Phys. Rev., **170**, 825 (1968).*

Универсальный транспортный уровень для теоретического описания прыжкового транспорта в неупорядоченных органических полупроводниках

Торопин А.В.[1], Гуленков В.Е.[1], Никитенко В.Р.[1]

[1]*НИЯУ МИФИ, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31*

Прыжковый транспорт носителей заряда в неупорядоченных органических полупроводниках исследуется с применением различных аналитических и вычислительных подходов. Ключевой характеристикой транспорта является подвижность, которая зависит от температуры (T), масштаба энергетического беспорядка (σ), радиуса локализации волновой функции носителя (γ^{-1}) и концентрации локализованных состояний (N). Концепция транспортного уровня позволяет применить сравнительно простой формализм модели многократного захвата, разработанный ранее для аморфных неорганических полупроводников. Транспортный уровень выступает как аналог края подвижности.

В данное время ещё нет строгой и универсальной теории для темпа прыжковых переходов, применяются различные феноменологические модели. Недавно методом Монте-Карло (МК) было показано, что транспортный уровень существует и позволяет вычислить T-зависимость подвижности [1] не только с применением известной модели Миллера-Абрахамса (МА), но и модели Маркуса (дополнительный параметр - энергия реорганизации λ), а также т. н. «эмпирической» модели (ЭМ) [2] с параметром χ. Более того, этот транспортный уровень (в пределах погрешности вычислений) универсален, т.е. не зависит от выбора модели и параметров, специфичных для последних двух моделей. В работе [1] универсальный транспортный уровень был представлен графически в зависимости от двух параметров $\gamma N^{-1/3}$ и σ/kT (k – постоянная Больцмана). В данной работе мы показали, используя аналитический подход работы [3], что транспортный уровень, вычисленный в рамках данного подхода для трёх упомянутых выше моделей, действительно практически универсален и хорошо совпадает с численными результатами работы [1], см. рис.1. Более того, он является функцией единственного параметра $\beta = 2\gamma kTN^{-1/3}/(\sqrt{2}\sigma)$. Получена простая подгоночная формула:

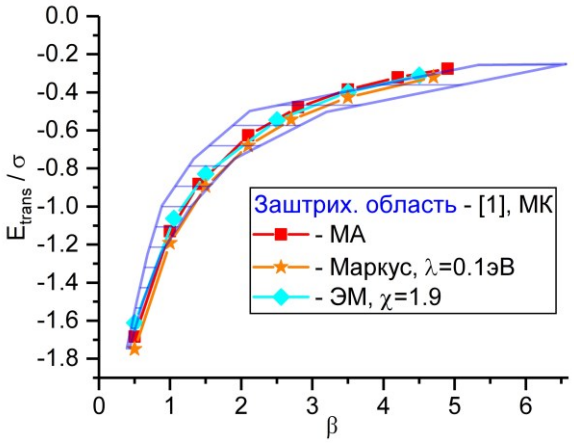


Рис. 1. Зависимость энергии транспортного уровня (в единицах σ) от параметра β для разных подходов.

$$E_{trans}/\sigma = -4.25 + 5.27\beta^{1/2} - 2.77\beta + 0.70\beta^{3/2} - 0.07\beta^{2}.$$

По данным МК [1], значения E_{trans}/σ всё же имеют небольшой разброс (заштрихованная область на рис. 1) для разных величин параметров $\gamma N^{-1/3}$ и σ/kT, дающих одно и то же значение β.

Таким образом, получено универсальное аналитическое выражение для транспортного уровня. Этот результат существенно упрощает аналитическое моделирование подвижности в различных неупорядоченных органических материалах и позволяет оценить применимость той или иной модели прыжковых переходов.

[1] M. Ansari-Rad, J. Chem. Phys. ***163****, 194101 (2025).*
[2] R. P. Fornari et al., J. Chem. Phys. ***142****, 184105 (2015).*
[3] A. V. Toropin et al., J. Phys. Chem. Lett. ***15****, 3884 (2024).*

Исследование кинетики люминесценции слоистого соединения SnS_2:Tm, синтезированного при высоком давлении

Николаев С.Н.[1], Кривобок В.С.[1], **Усманов И.И.[1]**, Екимов Е.А.[1,2]

[1]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*
[2]*ИФВД РАН, 108840, Троицк, Калужское ш., 14*

С открытием графена двумерные (2D) материалы стали всё чаще применяться в физике конденсированного состояния, нано- и оптоэлектронике [1,2]. Для реализации новых применений 2D материалов может помочь технология легирования. В недавней работе [3] сообщается об успешном синтезе дисульфида олова, легированного тулием (Tm^{3+}). В низкотемпературных спектрах фотолюминесценции этого соединения был обнаружен набор узких линий в области 14000 и 12300 $см^{-1}$, отнесённых к переходам $^3F_3 \rightarrow {}^3H_6$ и $^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ в Tm^{3+} соответственно. На рис. 1 a и b показаны типичные спектры фотолюминесценции чешуек SnS_2:Tm в данных областях, полученные при 77 К.

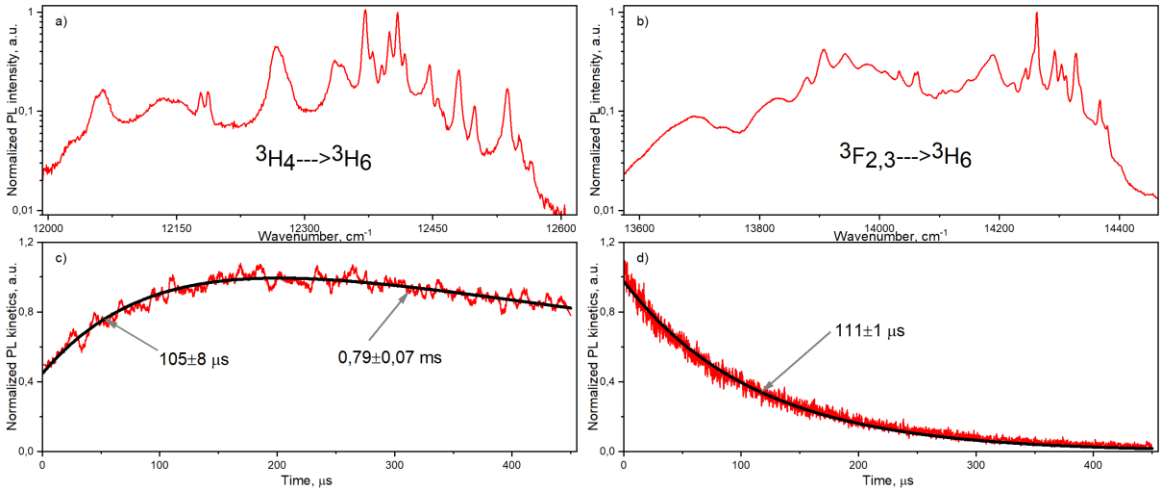


Рис. 1. a, b) Спектры фотолюминесценции чешуйки SnS_2:Tm, записанные в области 12300 и 14000 $см^{-1}$ соответственно. c, d) Сглаженные графики затухания ФЛ чешуйки SnS_2:Tm, полученные в точках 12372 и 14188 $см^{-1}$ соответственно.

Данная работа посвящена исследованию кинетики затухания люминесценции чешуек SnS_2:Tm из [3]. Цель заключается в прояснении механизмов самой фотолюминесценции и в объяснении изменений в её спектрах для различных чешуек.

В результате были проанализированы графики кинетики затухания излучения Tm^{3+} в SnS_2 и оценены времена жизни уровней в $^3F_3$ и $^3H_4$. На рис. 1 c, d показаны типичные графики кинетики затухания фотолюминесценции чешуек SnS_2:Tm в упомянутых двух областях, полученные при 77 К. Установлено, что для чешуек с интенсивным сигналом люминесценции распад уровня $^3F_3$ в основном происходит через переход на уровень $^3H_4$. Для некоторых образцов при сохранении характерного спектра перехода $^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$ наблюдалось сильное понижение квантового выхода люминесценции и появление быстрой компоненты в кинетике затухания, которая предварительно связана с эффектом кросс-релаксации при высокой концентрации тулия.

*[1] A. Splendiani et al., Nano Letters, **10**, 1271 (2010).*
*[2] B. Radisavljevic et al., Nature Nanotechnology, **6**, 147 (2011).*
*[3] I.I. Usmanov et al., APLMaterials, **13**, 091106 (2025).*

ФотоЭДС в твёрдых растворах системы $MnZn_{1-x}CrSb$

Черемных Н.А.[1], Ситников М.Н.[1], Харьков А.М.[1,2], Аплеснин С.С.[1,2]

[1]*Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева, Krasnoyarsk, 660037, г. Красноярск, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31*
[2]*ИФ СОРАН, 660036, г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38*

Зеленая энергетика в настоящее время активно развивается, так как это экологически чистый способ получения электроэнергии, альтернатива ископаемому топливу (углю, нефти), которая позволяет значительно снизить вредные выбросы. Фотоэлектрическое преобразование света в электрический ток является наиболее перспективным. Практически все солнечные панели преобразуют свет в видимом и ближнем ИК диапазоне. Преобразование тепла в электрическую энергию за счет поглощения ИК фотонов в диапазоне 0.8-3 мкм является актуальной задачей. Объемный фотовольтаический эффект в полуметаллах Вейля, имеет огромный исследовательский интерес, поскольку связан с генерацией фототока в инфракрасной и терагерцовой областях [1]. Генерация тока, обусловленная переходом электронов между подзонами, обусловлена вкладом от сингулярной особенности узлов Вейля.

В данной работе акцент делается на исследовании напряжения (тока), генерируемого при освещении лампой накаливания, в твердых растворах $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ ($0 \le X \le 0.20$).

В качестве генератора электромагнитного излучения использовали электрическую лампу накаливания, мощностью 100 Вт и 150 Вт, лазер в ближнем ИК диапазоне с длиной волны 840 нм. Фотоэдс и фототок измерялся на образцах $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ с хромом в интервале концентраций $0 < x <= 0.2$ при фиксированных температурах.

На Рис. *1* представлены зависимости фотоэдс от времени при периодическом включении и выключении источников света. При включении и выключении наблюдается хорошая повторяемость генерируемого напряжения на образце $MnZn_{0.9}Cr_{0.1}Sb$ (рис.1) Этот объёмный фототок при отсутствии внешнего напряжения указывает на то, что носители заряда, индуцированные светом, движутся преимущественно в одном направлении; то есть, в образце наблюдается фотоэлектрический эффект.

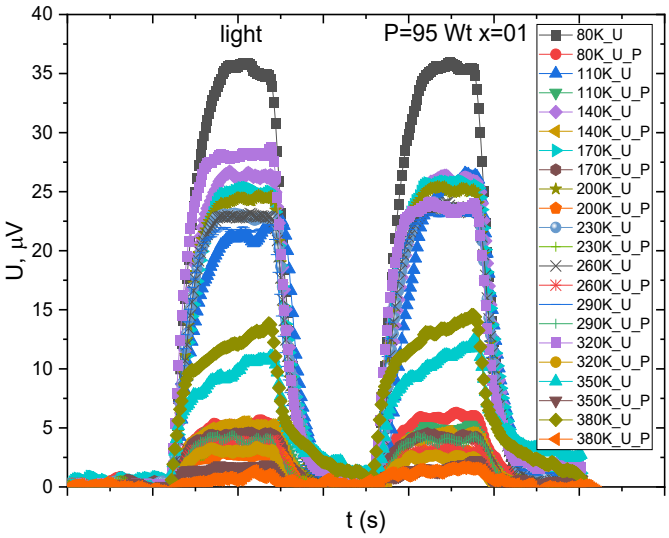


Рис 1. ФотоЭДС (b,d) в $MnZn_{0.9}Cr_{0.1}Sb$ от времени при освещении лампой накаливания мощностью 95 Вт без поляризатора (1) и с поляризатором (2).

При включении света ток и напряжение растут по экспоненте и также релаксируют при выключении света. В этом образце существуют два времени релаксации в области низких температур τ_1 ~15 с, τ_2 ~25 с, которые плавно уменьшаются при нагревании до τ_1 ~7 с, τ_2 ~16 с при T=320 К и достигают τ_1 ~4 с, τ_2 ~11 с при 350 К.

Найдена зависимость фотоэдс от концентрации хрома и от температуры. Данные системы перспективны в качестве маломощных источников электроэнергии и датчиков теплового излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 25-42-10003, https://rscf.ru/project/25-42-10003 и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований No. T26РНФ-038

*[1] J.P. Heremans, et al, Nat. Rev. Mater. **2**, 17049 (2017).*

Шубниковские осцилляции отрицательного магнитосопротивления и микроволновой фотопроводимости в GaAs:Si

Чмырь С. Н.[1], Галеева А. В.[1], Долженко Д. Е.[1], Артамкин А. И.[1], Чернов М. Ю.[2], Хохлов Д. Р.[1, 3]

[1]*Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*
[2]*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*
3Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., д. 53

В настоящей работе изучен магнитотраспорт в 3D эпитаксиальных слоях GaAs, легированных кремнием, в условиях воздействия микроволновых импульсов (f = 50 ГГц).

Исследованная гетероструктура на основе GaAs(Si) с толщиной рабочего слоя 1 мкм была синтезирована на полуизолирующей подложке арсенида галлия методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Концентрация примеси кремния составляет 10^{18} $см^{-3}$. Транспортные свойства были изучены при температурах 4.2 – 300 К в магнитных полях до 5.5 Тл. Концентрация свободных электронов и подвижность при T = 4.2 К составляют ~ $1.3 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$ и ~ $2{,}2 \cdot 10^{3}$ $см^{2}В^{-1}с^{-1}$ соответственно. Исследование фотопроводимости было проведено при T = 4.2 К с использованием модуляционной методики. Фотовозбуждение осуществлялось при помощи микроволнового излучения диода Ганна с частотой ~ 50 ГГц.

Обнаружено, что квантовые поправки к проводимости обеспечивают отрицательное магнитосопротивление при температуре 4.2 К (Рис. 1.). В области слабых полей B < 0.4 Тл рост проводимости в магнитном поле обусловлен эффектом слабой локализации, при этом экспериментальные данные хорошо согласуются с моделью Хиками–Ларкина–Нагаоки [1]. При B > 2.5 Тл наблюдаются осцилляции сопротивления, связанные с эффектом Шубникова — де Гааза.

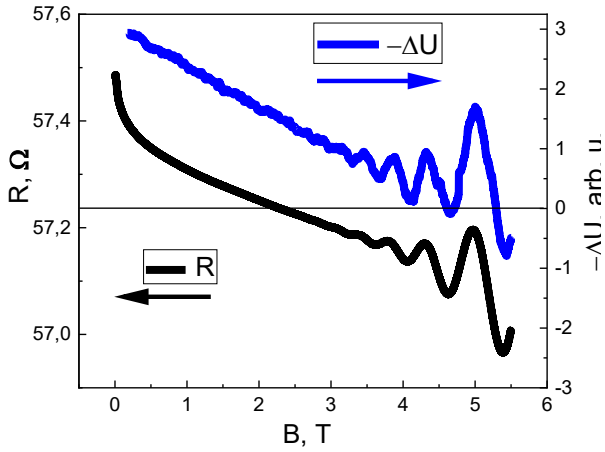


Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления R и фотосопротивления -ΔU при T = 4,2 К.

При воздействии микроволнового излучения зарегистрирована положительная фотопроводимость (ΔU < 0), демонстрирующая осцилляции при B > 3 Тл, период которых совпадает с шубниковскими. Экспериментальные результаты показывают, что в условиях возбуждения микроволновым излучением амплитуда осцилляций сопротивления уменьшается. Это, в частности, обуславливает смену знака фотоотклика в сильных полях B > 5.3 Тл. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых эффектов.

С. Н. Чмырь благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС», за поддержку.

[1] S. Hikami et al., Progr. Theor. Phys., 63, 707 (1980).

Электронный транспорт в слабо легированных системах

В.И. Юдсон

Международная лаборатория физики конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, Москва, Россия

Рассматривается температурная зависимость проводимости систем с низкой плотностью электронов, когда вклад процессов переброса (Umklapp процессов) в рассеяние электронов пренебрежимо мал. Нормальные (сохраняющие квазиимпульс) электрон-электронные столкновения обеспечивают скорость релаксации ~ T, но не приводят, сами по себе, к конечному вкладу в сопротивление. Это относится как к галилеевски-инвариантным системам (с изотропным квадратичным законом дисперсии), так и к галилевски-неинвариантным. В пренебрежении рассеянием на фононах (вклад ~ T^5 для механизма Фрелиха), процессом, ведущим к конечному сопротивлению, является рассеяние электронов статическим беспорядком (примесное рассеяние). Однако, его вклад в сопротивление не зависит от температуры (с точностью до относительно малых зоммерфельдовских поправок ~ $(T/E_F)^2$). В случае квадратичного закона дисперсии (галилеевски-инвариантные системы), этот вклад не меняется и при учете (в рамках кинетического уравнения) электрон-электронного взаимодействия. Иная ситуация возникает для электронов с неквадратичным спектром: при относительно низких температурах (когда примесное рассеяние доминирует над электрон-электронным) взаимодействие электронов приводит к растущему с температурой вкладу в сопротивление. Однако, при дальнейшем росте температуры, когда электронные столкновения начинают доминировать над примесным рассеянием, температурная зависимость сопротивления насыщается и перестает зависеть от взаимодействия.

В частном случае неквадратичного, но изотропного закона дисперсии, высокотемпературное сопротивление совпадает со своим низкотемпературным пределом с точностью до зоммерфельдовских поправок. В противоположность этим общим выводам, электрическое сопротивление некоторых слабо легированных параэлектриков ($SrTiO_3$ и др.) демонстрирует выраженный режим температурной зависимости ~ T^2 в широкой области температур. Для объяснения этой зависимости предложена модель связи

электронов с мягкой поперечной оптической (TO) модой через двухфононный (не-фрелиховский) механизм. Для температур выше частоты мягкой моды, но ниже некоторого характерного масштаба энергии, вычисленное сопротивление пропорционально квадрату числа заполнения фононной моды, т.е., действительно, ведет себя как ~ T^2. Скорость рассеяния электронов в этом режиме не зависит ни от плотности числа носителей, ни от кроссовера между вырожденным и невырожденным режимами, в соответствии с экспериментом.

[1] H.K. Pal, V.I. Yudson, and D.L. Maslov, Lith. J. Phys. ***52****, 142-164 (2012).*
[2] A. Kumar, V.I. Yudson, and D.L. Maslov, Phys. Rev. Lett. ***126****, 076601 (2021)*

Секция 2

Поверхность, пленки, слои: эпитаксия, атомная и электронная структура поверхности, адсорбция, процессы формирования нанокластеров, фотоэмиссионная спектроскопия, СТМ и АСМ, оптическая микроскопия ближнего поля.

Рост слоев оксида галлия на подложке SiC для уменьшения теплового сопротивления

Щемеров И.В.[1], Поляков А.Я.[1], Васильев А.А.[1], **Алексанян Л.А.[1]**, Николаев В.И.[2], Шапенков С.В.[2], Тимашов Р.А.[2], Шишкова Ю.Е.[1], Темиров А.С.[1]

[1]*НИТУ «МИСИС», 119049, г. Москва, Ленинский пр-т, д.4*
[2]*ФТИ им. Иоффе, 149021, г. Санкт-петербург, ул. Политехническая, д.26*

Оксид галлия (Ga_2O_3) — перспективный материал силовой электроники. Величина критического электрического поля пробоя в Ga_2O_3 превышает 8 МВ/см, что позволяет изготавливать приборы с пробивным напряжением выше 1000 В. Такие устройства уже были продемонстрированы [1]. Существенным плюсом оксида галлия является большая вариативность в выборе способа выращивания: слои и объемные структуры могут быть выращены методами кристаллизации из расплава, эпитаксиальными методами роста, методами магнетронного и электролучевого напыления. В то же время у этого материала есть и существенный минус: его невысокая теплопроводность. Она составляет 10-25 Вт/К/м с большой анизотропией, что на порядок меньше таковой для SiC (370 Вт/К/м). Это существенно снижает использование Ga_2O_3 в тех областях, где требуется пропускать большие токи. Одним из способов борьбы с низкой теплопроводность этого материала является рост на теплопроводящих подложках. Этот процесс сложен из-за того, что большинство подложек, используемых в силовой электронике, имеют большое различие с Ga_2O_3 по параметру решетки.

В данной работе исследовались два типа образцов. Первые — объемные пластины Ga_2O_3 толщиной 600 мкм, выращенные из расплава методом Чохральского. Вторые выращены методом Mist-CVD на подложке высоколегированного SiC. В качестве буферного слоя использовался 1 мкм слой Cr_2O_3. Толщина пленки Ga_2O_3 составляла 1 мкм, на микрофотографиях видно, что слой имеет вид поликристаллической пленки. Контакты Шоттки для обоих образцов наносились одинаковым способом: через теневую маску в магнетроне напылялся слой Ni, таким образом были нанесены несколько круглых диодов диаметром 1 мм. Омический контакт с обратной стороны (Ti в случае объемного Ga_2O_3, Ni для пленки на подложке SiC) был нанесен нанесен магнетроном на всю площадь пластины. Последовательное сопротивление полученных диодов во включенном состоянии не превышало 10 Ом диодов на объемном Ga_2O_3 и 30 Ом для диодов на SiC.

Эксперимент заключался в измерении температуры диодов, через который пропускают ток достаточно большой величины. Измерения проводились при температуре 25 С. Мощность рассчитывалась как произведение напряжения на ток. Результаты приведены на рисунке 1. Из рисунка видно, что диоды на подложке SiC рассеивают тепло значительно лучше, чем диоды на основе объемного оксида галлия. Это позволяет увеличить мощность устройства по сравнению с обычной объемной структурой. Проблемой является более высокое значение последовательного сопротивления, эта проблема может быть решена увеличением качества пленки Ga_2O_3.

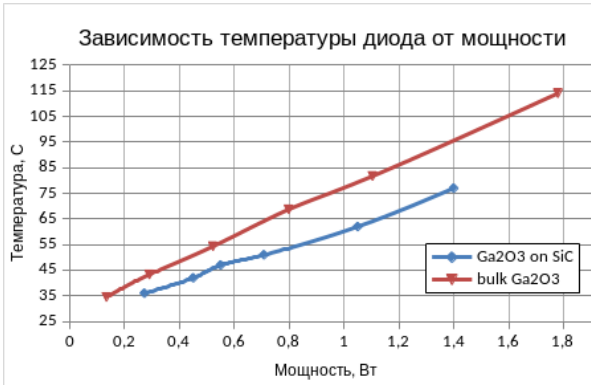


Рис. 1. Рост температуры структуры при увеличении мощности на диоде.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-10020 (https://rscf.ru/project/25-72-10020/).

[1] S.J. Pearton, et al., Appl. Phys. Rev. 12, 031336 (2025)

Преломление траекторий электронов на скачке массы при фотоэмиссии из полупроводников

Рожков С.А.[1,2], Бакин В.В.[1], Русецкий В.С.[1], Горшков Д.В.[2], Кустов Д.А.[1], Казанцев Д.М.[1,2], Голяшов В.А.[1,2], Шайблер Г.Э.[1,2], **Альперович В.Л.**[1,2], Терещенко О.Е.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Создание фотокатодов с высокой яркостью, то есть, с высоким квантовым выходом фотоэмиссии и малой средней поперечной (перпендикулярной направлению пучка) энергией (mean transverse energy, MTE) эмитированных электронов необходимо для экспериментов в физике высоких энергий и в других областях науки [1]. До сих пор ни для одного из известных типов фотокатодов – металлических и полупроводниковых, не удавалось достичь значений MTE, меньших тепловой энергии k_BT. Между тем, теоретически, при условии сохранения поперечной (параллельной поверхности) компоненты (квази)-импульса электронов при эмиссии из кристаллов с эффективной массой электронов m^*, меньшей массы свободного электрона m_0, благодаря преломлению траекторий электронов на скачке массы, средняя поперечная энергия должна уменьшаться в отношение масс MTE = $k_BT\times(m^*/m_0)$. Хотя сохранение тангенциальной компоненты импульса является основой метода фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), для эмитированных электронов малых энергий (~ 1 эВ), эффект преломления на скачке массы надежно не наблюдался ни в полупроводниковых фотокатодах с отрицательным электронным сродством (ОЭС) типа *p*-GaAs(Cs,O) [1,2], ни в металлических фотокатодах.

В докладе сообщается об экспериментальном обнаружении эффекта преломления на скачке массы в мультищелочных фотокатодах (МФ) $Na_2KSb(Cs,Sb)$, состоящих из поликристаллического полупроводникового активного слоя Na_2KSb толщиной ~ 100 нм, нанесенного на стеклянную подложку, и тонкого (~ 1 нм) активирующего (Cs,Sb) слоя, снижающего работу выхода до состояния с ОЭС [3,4]. Эксперименты выполнялись в компактных вакуумных приборах, состоящих из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ или *p*-GaAs(Cs,O) фотокатодов, микроканальной пластины и люминофорного экрана. Определение энергетических распределений электронов по продольной компоненте кинетической энергии основано на измерении вольт-амперных характеристик тока фотоэмиссии, а по поперечной – на уширении пучка электронов в однородном электрическом поле. Установлено, что в отличие от *p*-GaAs(Cs,O), из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ при комнатной температуре около половины электронов эмитируются преимущественно вдоль нормали к поверхности с парциальной MTE = 9 мэВ [5]. Такая направленная фотоэмиссия свидетельствует о преломлении траекторий электронов на скачке массы и сравнительно слабом диффузном рассеянии электронов на поверхности $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов. Переход от отрицательного к небольшому положительному эффективному сродству позволил впервые получить значения MTE, меньшие k_BT. Обсуждаются физические причины проявления эффекта преломления электронов на скачке массы в мультищелочных фотокатодах. Полученные результаты открывают новые возможности для создания стабильных источников электронов с высокой яркостью.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант 23-72-30003.

[1] R. L. Bell, Negative Electron Affinity Devices, Clarendon Press, Oxford, England (1973).
[2] V. L. Alperovich et al., Appl. Surf. Sci. ***561****,149987 (2021).*
[3] V. S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Lett., ***129****, 166802 (2022).*
[4] S. A. Rozhkov et al., Phys. Rev. Applied ***22****, 024008 (2024).*
[5] S. A. Rozhkov et al., Phys. Rev. Lett. ***136****, 127001 (2026).*

Упорядоченные массивы квантовых точек InAs на структурированных поверхностях GaAs (001) и (111)

Балакирев С.В., Солодовник Н.Е., Шандыба Н.А., Кириченко Д.В., Духан Д.Д., Ерёменко М.М., Солодовник М.С.

Лаборатория эпитаксиальных технологий ИНЭП ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2

Источники неклассического излучения на основе квантовых точек (КТ), испускающие одиночные и запутанные фотоны по требованию, со стабильными характеристиками и воспроизводимой технологией, являются важнейшими элементами квантовой фотоники. Однако изготовление таких устройств, как правило, отличается низким выходом годных изделий на пластине, что связано со случайным разбросом КТ по характеристикам и пространственному расположению. В данной работе представлено исследование роста КТ InAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на поверхностях GaAs (001) и (111), структурированных упорядоченными массивами пирамидальных углублений с симметрий C_{4v} и C_{3v} соответственно с помощью совмещенной методики фокусированных ионных пучков (ФИП) и локального капельного травления.

Измерения методом рамановской спектроскопии указывают на высокое кристаллическое качество структурированных участков, предназначенных для последующего эпитаксиального роста КТ. Осаждение InAs на поверхность (001) приводит к образованию одиночных КТ в центрах углублений с отклонением до 30 нм, примерно равным для обоих рассматриваемых расстояний между углублениями (L = 0.5 и 1 мкм), задаваемыми точками воздействия ФИП (рис. 1*а*).

Осаждение InAs при аналогичных режимах МЛЭ на поверхность (111) приводит к зарождению КТ в вершинах оснований пирамидальных углублений с формированием как одиночных КТ, так и их симметричных комплексов из 2–4 КТ, главным образом тройных (рис. 1*а*). Управление режимами ФИП и МЛЭ позволяет обеспечить высокую селективность одиночных и тройных КТ (до 0.93), а также изменять расстояние между КТ в комплексе в диапазоне от 55 до 620 нм.

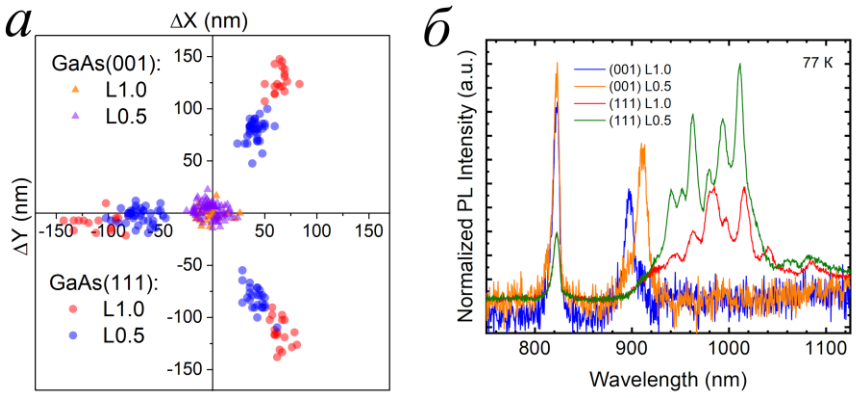


Рис.1. – Диаграммы рассеяния (а) и спектры ФЛ образцов с упорядоченными КТ, выращенными на структурированных поверхностях GaAs (001) и (111).

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) демонстрируют излучение КТ в C_{4v}- и C_{3v}-симметричных углублениях в диапазоне 880–930 нм и 900–1100 нм соответственно. В обоих случаях интенсивность ФЛ возрастает как при снижении L, так и при увеличении числа проходов ФИП, что, во-первых, объясняется увеличением влияния переосаждения материала в процессе ФИП-обработки, во-вторых, свидетельствует о ее положительном влиянии на оптические свойства структуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-10313, https://rscf.ru/project/23-79-10313/, и при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации; государственное задание в сфере научной деятельности № FENW-2025-0004 в Южном федеральном университете.

Исследование пассивирующих свойств различных оксидов (Al_2O_3, Ga_2O3, TiO_2, MoO) на развитой поверхности кремния

Баранов А.И.[1], Уваров А.В.[1], Вячеславова Е.А.[1], Максимова А.А.[1,2], О.П. Михайлов[1,3], Поздеев В.А.[1,2], Ярчук Э.Я.[2], Гудовских А.С.[1,2]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8 к. 3, лит А*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), 197022, Санкт-Петербург. ул. Профессора Попова, д. 5*
3 ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26

Современные кремниевые однопереходные солнечные элементы с рекордными КПД сделаны на основе гететорперехода аморфного (микрокристаллического) кремния и кристаллического кремний. Эти слои используются как эмиттер, но при этом у них есть недостатки: потери на паразитное поглощении ультрафиолетовой части спектра, а также отсутствие возможности конформного осаждения на развитую поверхность, так как он может быть получен только в непрерывном режиме плазменно-стимулированного химического осаждения (ПХО). Напротив, оксиды различных материалов (алюминий, галлий, молибден, титан и др.) могут быть выращены методом атомно-слоевого осаждения (АС-ПХО), что позволяет получать слои 2-15 нм [1]. Они могут быть использованы для пассивации развитой поверхности кремния с лицевой стороны, в частности, при использовании так называемого черного кремния (black silicon, b-Si), преимуществом которого является низкое отражение (менее 5%) при создании солнечных элементов. В работе такая поверхность кремния была получена сухим криогенным травление в газовой смеси SF6/O2 [2]. В работе будут исследованы слои различных оксидов, выращенные на развитой поверхности кремния методом АС-ПХО, получены их структурные и стехиометрические свойства, качество пассивации кремния, в том числе методами емкостной спектроскопии. Для этого были сделаны МДП-структуры с нанесенными слоями оксидов, и методами спектроскопии полной проводимости и нестационарной спектроскопии глубоких уровней изучено дефектообразование на планарных и развитых границах с кремнием. В частности, на рисунке 1 показаны зависимости емкости от частоты для $Au/Ga_2O_3/Si$ и $Au/Al_2O_3/Si$ на поверхности черного кремния при различных температурах, что позволило рассчитать плотность поверхностных состояний $5.0 \cdot 10^{12}$ $см^{-2}эВ^{-1}$ и $2.8 \cdot 10^{12}$ $см^{-2}эВ^{-1}$ соответственно. Полученные значения находятся в хорошем соответствии с измеренными временами жизни в таких структурах, которые составляют 82 и 132 мкс.

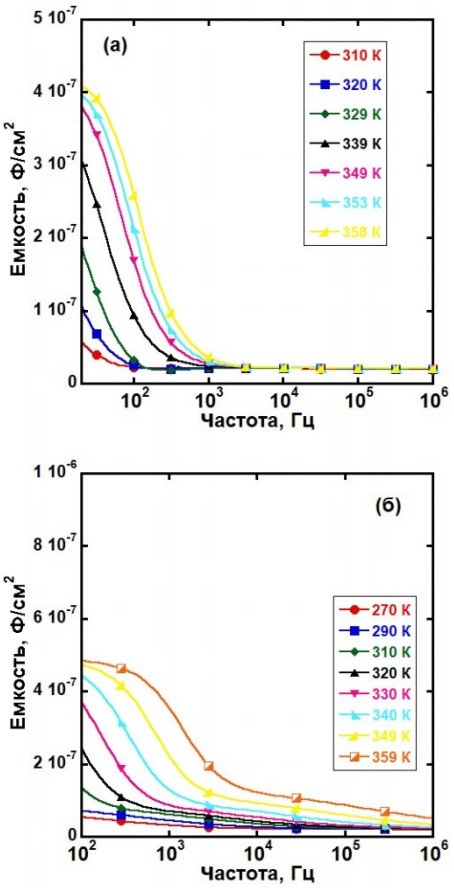


Рис. 1. Зависимости емкости от частоты при разных температурах для структур Au/Ga2O3/Si (а) и Au/Al2O3/Si (б) на поверхности черного кремния.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-79-10275.

*[1] A.V. Uvarov, A.I. Baranov et al. Applied surface Science. **719**, 165092 (2026)*
[2]. E.A. Vyacheslavova, I.A. Morozov et al. ACS Omega. 7, 6053 (2022).

Роль теплопроводности подложки в кристаллизации тонких аморфных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ векторным лазерным пучком

Баранов А.И.[1,2], Будаговский И.А.[1], Эль-Хадж Л.А.[2], Терехов Д.Ю.[2], Лазаренко П.И.[2], Смаев М.П.[1]

[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т, д. 53*
[2]*Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1*

Халькогенидное соединение состава $Ge_2Sb_2Te_5$ (GST225) привлекательно возможностью быстрого обратимого переключения между аморфным состоянием (a-GST, ширина запрещенной зоны E_g = 0.5 ÷ 0.7 эВ) и кристаллическим состоянием (c-GST, E_g = 0.3 ÷ 0.4 эВ) путем внешнего воздействия, что делает этот материал перспективным для систем обработки данных, метаповерхностей различной структуры, интегральной оптики. Воздействие в течение десятков миллисекунд непрерывного лазерного излучения на тонкие пленки GST225 приводит к трансформации фазовой структуры, которая принципиальным образом зависит от характеристик прилегающих слоев.

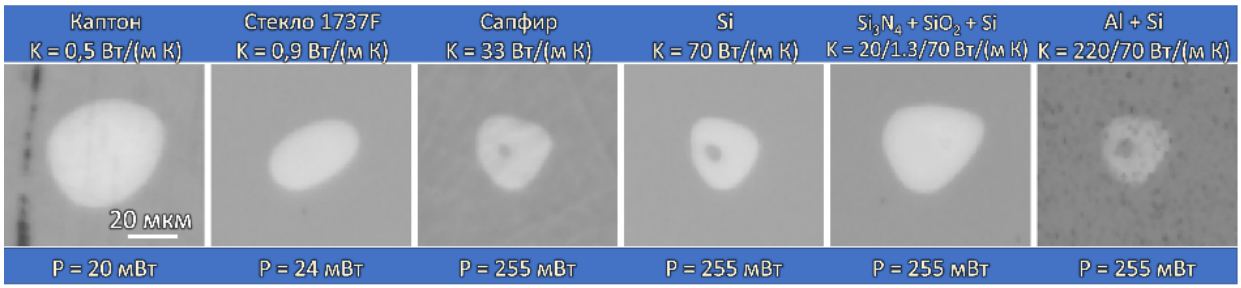


Рис. 1. Оптические изображения областей кристаллизации тонких пленок GST225 для различных типов подложек под действием лазерного пучка с радиальной поляризацией. k – коэффициент теплопроводности, P – мощность пучка.

В работе представлены исследования лазерной кристаллизации пленок a-GST непрерывным излучением с длиной волны 532 нм и радиальной поляризацией при экспозиции в течение в течение 100 мс. Кольцевой профиль интенсивности, характерный для радиально-поляризованных векторных пучков, привлекателен для лазерной модификации, поскольку такие пучки обеспечивают наиболее эффективную и однородную кристаллизацию [1]. Были рассмотрены несколько типов подложки (кремниевая, сапфировая, каптоновая, стеклянная, а также кремниевые со слоями Si_3N_4 и Al), на которые методом магнетронного распыления на постоянном токе наносили слой a-GST толщиной 130 нм. Установлено, что при однократном доабляционном лазерном воздействии подложки с наименьшей теплопроводностью позволяют добиться наибольшей области кристаллизации (рис. 1). Результаты экспериментов и численных расчётов показали, что подбор материала подложки позволяет в широких пределах варьировать размер зоны кристаллизации, скорость её формирования, однородность кристаллической фазы.

[1] M.P. Smayev, P.A. Smirnov, I.A. Budagovsky, M.E. Fedyanina, V.B. Glukhenkaya, A.V. Romashkin, P.I. Lazarenko, S.A. Kozyukhin, Journal of Non-Crystalline Solids, ***633****, 122952 (2024).*

Формирование пленок титаната бария при различном давлении кислорода для нейроморфных применений

Вакулов З.Е., Богуш И.Ю., Томинов Р.В., Паршина Н.В., Смирнов В.А.

ЮФУ, 347922, г. Таганрог, ул. Шевченко, д. 2

Развитие современной робототехники требует смены парадигмы от «детерминированного» программного управления к «адаптивному», когда роботизированная система может адаптироваться к изменениям рабочей среды [1]. С одной стороны, такое «интеллектуальное» управление может быть реализовано на основе классических вычислительных устройств. Однако подобный подход характеризуется высокой нагрузкой на ЦП и внутреннюю память, а также необходимостью передачи больших объемов данных между ними. Решением данной проблемы может стать разработка нейроморфной структуры в виде интегральной схемы [2]. Сегодня одним из подходов к созданию нейроморфных систем является использование мемристорных структур на основе оксидов металлов [3]. Следует отметить, что скорость и энергопотребление структур зависят от параметров проектирования и используемых материалов [4]. Таким образом, важной задачей является изучение процессов синтеза материалов, поскольку их свойства определяют эффективность работы мемристорной структуры. Целью данной работы является исследование закономерностей влияния величины давления кислорода при формировании пленок $BaTiO_3$ методом импульсного лазерного осаждения на их свойства.

На рисунке 1 представлены результаты исследования состава пленок титаната бария, полученных методом импульсного лазерного осаждения при различном давлении кислорода. В результате анализа полученных результатов установлено, что в поверхностный состав пленок входят следующие элементы: C, O, Ba и Ti. Низкую интенсивность спектральных линий титана можно объяснить дефектностью структуры перовскита и наличием на поверхности пленки атмосферных углеродных загрязнений. Адсорбция атмосферного углерода на дефектах перовскитной пленки может приводить к его взаимодействию с барием и последующему образованию карбонатов. Для детального анализа химического состава пленок были получены профили распределения элементов по глубине. Профилирование полученных образцов показало, что состав пленок стремится к стехиометрии распыляемой мишени после двух итераций травления (20 нм/итерация). Небольшое отклонение в соотношении Ba/Ti характерное для образца, полученного при более низком остаточном давлении, может быть связано с различием в толщине исследуемых пленок.

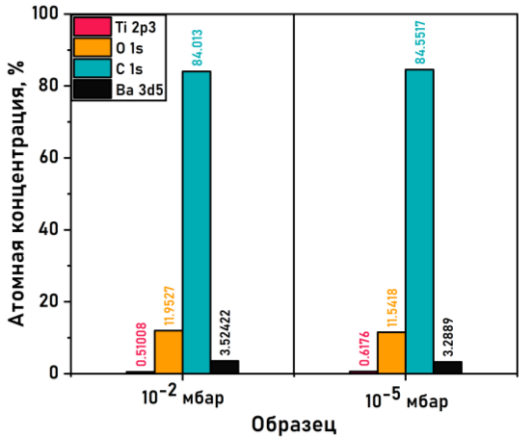


Рис. 1. Поверхностный состав пленок $BaTiO_3$, полученных методом импульсного лазерного осаждения при различном давлении кислорода.

Полученные результаты могут быть использованы для контролируемого формирования оксидных слое при изготовлении in sensing вычислительных систем искусственного интеллекта и разработке нейромофрной ЭКБ. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-79-10295, https://rscf.ru/project/25-79-10295/ в Южном федеральном университете.

*[1] V.I. Avilov et al., Nano Res., **16**, 10222 (2023).*
*[2] A.V. Saenko et al., Nanomaterials., **14**, 1901 (2024).*
*[3] Mikhaylov A. et al., Front. Neurosci., **14**, 358 (2020).*
*[4] Xiao Y. et al., Sci. Technol. Adv. Mater., **24,** 2162323 (2023).*

Влияние термообработки на структурное состояние и оптические свойства массивов наностолбиков TiO_2

Волкова Л.С.[1], Гришин Т.С.[1], Латипов Е.В.[1], Дудин А.А.[1], Дубков С.В.[2], Назаркина Ю.В.[2], Громов Д.Г.[2], Гаврилов С.А.[2]

[1] *ИНМЭ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-кт, д. 32А*
[2] *НИУ МИЭТ, 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1*

Диоксид титана (TiO_2) относится к числу наиболее изученных оксидных полупроводников и является одним из наиболее широко используемых фотокаталитических материалов. Вместе с тем задача направленного управления его функциональными свойствами сохраняет актуальность, поскольку характеристики TiO_2 существенно зависят от его полиморфного состояния, степени структурного порядка, дефектности и морфологии. Это особенно важно для наноструктурированных систем на основе TiO_2, где свойства во многом определяются их архитектурой. Одной из перспективных наноструктурированных систем являются массивы вертикально-ориентированных наностолбиков TiO_2, для которых термообработка может выступать инструментом управления структурным состоянием и связанными с ним оптическими характеристиками [1].

В работе исследованы массивы наностолбиков TiO_2, сформированные методом двухстадийного анодирования многослойной структуры Al/TiN/SiO_2/Si. Образцы подвергали отжигу при 300, 500 и 800 °C. Морфологию и фазовое состояние анализировали методами РЭМ, ПЭМ и электронной дифракции, оптические свойства — методом УФ-видимой спектроскопии диффузного отражения с использованием преобразования Кубелки–Мунка.

Показано, что в исходном состоянии формируется квазирегулярный массив вертикально ориентированных наностолбиков с шагом около 50 нм и высотой порядка 150 нм. По данным ПЭМ и электронной дифракции исходные образцы являются преимущественно аморфными. После отжига при 300°C наблюдаются первые признаки кристаллизации; по данным электронной дифракции, при 500°C формируется анатазная модификация TiO_2, а при 800°C наблюдается смешанное анатаз-рутильное состояние. При этом исходная морфология массива в целом сохраняется.

Спектры диффузного отражения демонстрируют согласованную с данными структурного анализа эволюцию оптического отклика. Для исходного образца характерны сглаженный край фундаментального поглощения и выраженный подпороговый хвост, тогда как после отжига край поглощения становится более резким, а подпороговый вклад уменьшается. Анализ графиков Тауца показал, что для отожжённых образцов эффективная оптическая ширина запрещённой зоны находится в диапазоне 3.10–3.3 эВ. Более высокие значения соответствуют состоянию, близкому к анатазу, а снижение E_g при 800°C согласуется с появлением рутильной составляющей.

Таким образом, термообработка позволяет направленно изменять фазовое состояние массивов наностолбиков TiO_2 и связанную с ним эффективную ширину запрещённой зоны при сохранении морфологии массива. Это создаёт возможность спектральной настройки края поглощения в зависимости от целевого применения: преимущественно анатазное состояние представляет интерес для УФ-А-активируемых самоочищающихся гибридных подложек для спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния, где важно разнесение функций самоочистки и детектирования, тогда как смешанное анатаз-рутильное состояние с меньшим значением E_g является более предпочтительным для фотокаталитических приложений, ориентированных на использование излучения в области начала видимого диапазона, в том числе под действием солнечного света.

[1] L.S.Volkova et al., St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics, ***18****, 4.1, 135 (2025).*

Развитие возможностей качественной диагностики кислотных и основных центров Льюиса и Брёнстеда на поверхности твердых тел методами атомно-силовой микроскопии

Гагарина А.Ю.[1,2], Спивак Ю.М.[2], Козодаев Д.А.[1]

[1] *ООО «Активная Фотоника», 124460, Панфиловский проспект, д. 10, помещ.44н/2, г. Зеленоград,*
[2] *СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург*

Исследование и диагностика распределения кислотных и основных центров Льюиса и Брёнстеда на поверхности твердых тел является актуальной задачей современных физики и химии полупроводников, поскольку поверхностные состояния во многом определяют процессы адсорбции, переноса заряда, каталитической активности и формирования межфазных границ в функциональных наноматериалах. Диагностика центров Льюиса и Брёнстеда позволяет идентифицировать активные участки поверхности, оценить степень их участия в процессах химического взаимодействия и установить механизмы модификации полупроводниковых наноматериалов. Кроме того, развитие современных спектроскопических методов показало, что кислотно-основные взаимодействия играют определяющую роль в формировании энергетической структуры межфазных границ и пассивации поверхностных дефектов, что делает исследование распределения адсорбционных центров важным инструментом при разработке новых материалов для микро- и наноэлектроники электроники, фотоники и сенсорных устройств [1-3].

Для диагностики кислотных центров Льюиса и Брёнстеда на поверхности полупроводников традиционно используются методы ИК-спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, вторичной ионной масс-спектрометрии и спектроскопии комбинационного рассеяния. Однако большинство этих методов позволяет получать лишь усреднённую информацию о поверхности, что ограничивает возможность изучения локальных неоднородностей. В связи с этим особую актуальность приобретает переход к исследованиям на наномасштабе, поскольку пространственное распределение кислотных центров во многом определяет функциональные свойства полупроводниковых материалов. Одним из наиболее перспективных подходов является атомно-силовая микроскопия (АСМ), которая обеспечивает картирование поверхности с нанометровым разрешением и позволяет установить взаимосвязь между морфологическими особенностями и локальной химической активностью материала [4].

В рамках данной работы был разработан новый метод диагностики кислотных и основных адсорбционных центров на поверхности наноматериалов с применением методов АСМ. Проверка предложенного метода была выполнена на поверхности пористого кремния с известной поверхностной кислотностью. На примере нескольких типов кислотно-основных центров (с pKa +5,0, +6,4 и +14,2) экспериментально продемонстрирована возможность локального обнаружения распределения специфических адсорбционных центров на различных типах поверхностей. Полученные результаты хорошо коррелируют с результатами определения концентрации центров pKa методом Танабе. С использованием гибридного АСМ-режима было обнаружено, что после модификации поверхности образцов пористого кремния определенным типом индикатора на картах адгезии появляются участки с повышенной силой адгезии более 8,0 нН (по модулю), что существенно отличается от пористого кремния тех же серий до модификации.

[1]Bridges C. R., Baumgartner T. J. Phys. Org. Chem, ***33****(9), e4077 (2020)*
[2] Du Hill L. et al. Mater. Horiz., ***9****(1), 471 (2022)*
[3] Kolmakov A. et al. J. Electron Spectrosc, ***266****, 147366 (2023)*
[4] Gagarina A. Y. et al. J. Mater. Sci. ***61****, 1 (2026)*

Электрофизические и теплофизические свойства полимерных композитов с графеновыми нанопластинами

Галиуллин А. А.[1,2], Матиенко Д. А.[1], Бажанов К. А.[1], Кунцевич А. Ю.[1,2]

[1]*НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028*
[2]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,Ленинский проспект, 53, Москва, 119991*

Полимерные композиционные материалы широко используются в электронике и энергетике, однако их электрические и тепловые характеристики, как правило, ограничены низкой проводимостью матрицы. Одним из эффективных путей повышения этих параметров является введение проводящих наполнителей. Графеновые нанопластины (ГНП) представляют особый интерес благодаря высокой собственной электро- и теплопроводности, а также большому аспектному соотношению, что позволяет формировать перколяционные сети при существенно меньших концентрациях по сравнению с такими наполнителями, как графит или технический углерод.

В работе изучено влияние содержания ГНП (марка RG-T1, латеральный размер 1-10 мкм) на электрофизические и теплофизические свойства композитов на основе эпоксидных, силиконовых и полиуретановых матриц различной вязкости. ГНП вводились в полимерную основу после ультразвукового диспергирования в растворителе. Электросопротивление определялось по четырехточечной схеме, а эффективная теплопроводность — на разработанной нами установке, соответствующей стандарту ASTM D5470.

Для электропроводности наблюдается выраженный перколяционный переход (рис. 1). Показано, что для получения антистатических свойств (объемное сопротивление ~10^6-10^9 Ом) достаточно 1-5 масс.% ГНП, тогда как для стандартных углеродных наполнителей порог перколяции на порядок выше. Такой результат согласуется с теорией перколяции для частиц с высоким аспектным соотношением (концепция исключенного объема) [1].

Для термопаст на основе силиконовых масел выявлена немонотонная зависимость эффективной теплопроводности от концентрации ГНП. Максимум (~5.2 Вт/(м·К)) достигается при содержании около 5 масс.% (рис. 1), после чего при 10 масс.% наблюдается резкое снижение эффективной теплопроводности, что связано с существенным ростом вязкости композита, затрудняющим формирование контактного слоя, а также с усилением агломерации частиц [2]. Дополнительно показан синергетический эффект при модификации термопаст, содержащих классические частицы оксидов металлов и нитрида алюминия: введение 5% графенового концентрата увеличивает теплопроводность примерно на 50% за счет образования графеновых «мостиков» между частицами основного наполнителя [3].

Таким образом, графеновые нанопластины можно рассматривать как эффективный наполнитель для антистатических покрытий и термоинтерфейсных материалов.

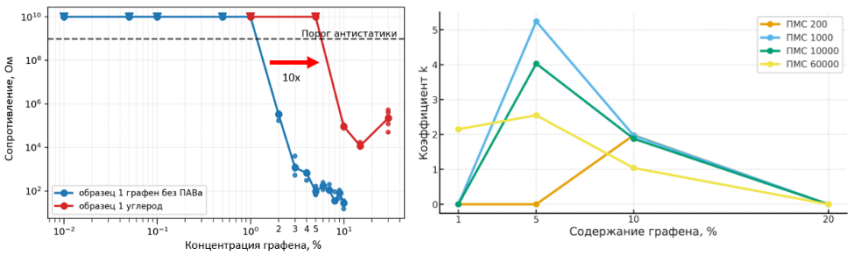


Рис. 1. Слева: Перколяционный переход по объемному сопротивлению для композитов с графеном (синий) и техническим углеродом (красный). Справа: Немонотонная зависимость теплопроводности (k) термопаст на основе силиконовых масел от концентрации графена.

[1] S. Stankovich, D. A. Dikin, G. H. Dommett, et al. // Nature. 2006. V. 442. P. 282–286.
[2] C. N. Hsu, K. W. Lee, C. C. Chen // Processes. 2021. V. 9(5). P. 847.
[3] W. Yu, H. Xie, L. Yin, et al. // International Journal of Thermal Sciences. 2015. V. 91. P. 76–82.

Твердофазное изовалентное замещение элементов V группы в пластинах InP и GaAs с полуизолирующими свойствами

Гагис Г.С., **Гордеева А.Б.,** Нельсон Д.К., Гущина Е.В.,
Калюжный Н.А., Салий Р.А., Щеглов М.П., Васильев В.И.

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Ioffe Institute), 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*

Полупроводниковые пластины GaAs:Fe, GaAs:Cr и InP:Fe обладают полуизолирующими свойствами и подходят для изготовления структур фотоприёмников с двумерным каналом проводимости в приповерхностном слое. В настоящей работе приповерхностный канал проводимости предлагается формировать за счёт твердофазных реакций изовалентного замещения элементов пятой группы: мышьяка фосфором в GaAs или фосфора мышьяком в InP. В результате такого твердофазного замещения должны формироваться твёрдые растворы GaP_xAs_{1-x} или $InP_{1-y}As_y$, с периодом кристаллической решётки, отличным от такового у исходной пластины. Возникающие в результате различий в периодах решётки деформации создают упругие напряжения, которые могут способствовать диффузии изначальной легирующей примеси (Fe или Cr), придающей полуизолирующие свойства полупроводниковому материалу, из приповерхностного слоя вглубь пластины.

Пластины GaAs обрабатывались в парах фосфора, источником которых были растворы-расплавы, Sn-GaP или In-Ga-InP, насыщенные при температурах проведения технологических процессов (t = 730 – 770 °C), обработка осуществлялась в течение τ = 50 – 120 мин. Пластины InP обрабатывались в парах мышьяка, источником которых был раствор-расплав Sn-InAs, насыщенный при температурах проведения процессов (t = 655 – 690 °C), время обработки составляло τ = 50 – 70 минут.

У полученных образцов наблюдалась поверхностная проводимость.

Данные рентгеновской дифрактометрии подтверждают формирование твёрдых растворов переменного состава: GaP_xAs_{1-x} в GaAs и $InP_{1-y}As_y$ в InP. Согласно проведённым ранее исследованиям ВИМС [1], при выбранных условиях проведения технологического процесса, мышьяк проникает в InP на глубину порядка 50 – 100 нм.

У образцов на основе GaAs, полученных при 740 °C в течение 60 минут, методом Холла была измерена концентрация и подвижность носителей заряда, наблюдалась проводимость дырочного типа. Для образцов на основе GaAs:Fe с контактами InZn подвижность дырок составила 93 $см^2/(В·с)$, а для GaAs:Cr с контактами In – 260 $см^2/(В·с)$ при комнатной температуре, измеренная концентрация носителей заряда находилась в пределах $(1 – 5)·10^{17}$ $см^{-3}$.

Таким образом, показана возможность формирования приповерхностного проводящего слоя в пластинах GaAs и InP с полуизолирующими свойствами.

*[1] Г.С.Гагис и др.,ПЖТФ., **52**, 49 (2026).*

Материал-специфические особенности морфологической эволюции массивов наночастиц Au и Ag при низкотемпературном отжиге

Гришин Т.С.[1], Волкова Л.С.[1], Дудин А.А.[1], Дубков С.В.[2], Громов Д.Г.[2], Гаврилов С.А.[2]

[1] *ИНМЭ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-кт, д. 32А*
[2] *НИУ МИЭТ, 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1*

Формирование массивов металлических наночастиц с наперёд заданными геометрическими параметрами представляет собой важную технологическую задачу в контексте создания функциональных поверхностей для сенсорики и плазмоники. Для таких систем морфология массива в значительной степени определяет оптический отклик и эффективность локализации электромагнитного поля. Одним из наиболее технологически простых и вместе с тем гибких подходов к получению подобных структур является физическое осаждение металлических слоёв с последующей термической обработкой [1]. Однако несмотря на технологическую простоту данного подхода, механизмы, определяющие эволюцию массива наночастиц при отжиге, остаются недостаточно универсально описанными.

Особый интерес в этом отношении представляют Ag и Au, которые являются двумя наиболее востребованными плазмонными материалами. Несмотря на близость их кристаллической структуры и других свойств, а также общность областей применения, эволюцию массивов наночастиц этих металлов нельзя рассматривать как единый универсальный процесс. Различия в поверхностной энергии, подвижности атомов, термодинамической устойчивости малых частиц и характере массопереноса могут приводить к различным сценариям морфологической эволюции при сходных внешних условиях [2]. В частности, такие различия могут проявляться как на стадии фрагментации исходных островковых структур, так и на стадии последующего объединения и укрупнения частиц.

В работе проведено сопоставление морфологической эволюции массивов наночастиц Au и Ag, сформированных на поверхности твёрдого тела из исходных сверхтонких слоёв и подвергнутых низкотемпературному отжигу в диапазоне 80–300 °C. Особое внимание было уделено не только изменению интегральных геометрических параметров массива, но и выявлению элементарных механизмов его перестройки — фрагментации исходных островковых структур, коалесценции и перераспределению вещества.

Установлено, что в диапазоне 80–300 °C для обоих металлов происходит укрупнение частиц, рост их сферичности и изменение межчастичных расстояний, однако сценарии этой эволюции различны. Эволюция массивов Ag и Au не сводится к единому механизму прямой коалесценции. Для Ag более характерна многостадийная перестройка, включающая фрагментацию исходных островков, их последующее объединение и укрупнение при конкурентном вкладе коалесценции и массопереноса, близкого к оствальдовскому созреванию. Для Au, напротив, доминирует более локальная прямая коалесценция частиц.

Таким образом, низкотемпературный отжиг может быть использован как инструмент направленного формирования массивов плазмонных наночастиц, однако эффективные режимы такой перестройки принципиально зависят от природы металла. Для Ag отжиг обеспечивает более выраженную и сложную морфологическую перестройку массива, тогда как для Au эволюция протекает более локально и предсказуемо, что открывает возможности контролируемого получения структур с различными функциональными свойствами.

*[1] T.S. Grishin et al., Optical Materials, **167**, 117260 (2025).*
*[2] Yu.Ya. Gafner et al,. Surfaces and Interfaces, **54**, 105165 (2024).*

Импеданс-спектроскопия псевдо-КНИ структур с высокоомными скрытыми TR-HR слоями в низкоомном кремнии

Жилицкий В.Е., Антонов В.А., Смагина Ж.В., Спесивцев Е.В., Попов В.П.

ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Нанометровые нормы кремниевой CMOS-технологии позволяют достигать сверхвысоких ~500 ГГц частот переключений MOS-транзисторов [1], и массово выпускать СВЧ интегральные схемы (ИС) на структурах кремний-на-изоляторе (КНИ или англ. SOI) с высокоомными подложками и микрометровыми слоями поликремния *TR-HR SOI*® [2]. Несмотря на успешное внедрение 300 мм *TR-HR SOI*® высокоомных пластин выращенного в магнитном поле кремния Чохральского (mCz Si) с меньшим содержанием примесного кислорода и меньшей стоимостью, чем у бестигельного кремния (FZ Si), формирование высокоомного поликремниевого слоя ловушек (TR-HR) под толстым (>100 нм) слоем скрытого диэлектрика (buried oxide – BOX) не только увеличивает стоимость, но и ограничивает мощность и энергоэффективность СВЧ ИС на MOS-транзисторах с полным обеднением (FD), динамически регулируемым со стороны подложки пороговым напряжением из-за большой толщины (до 4 мкм) слоя SiO_2 и его крайне низкой теплопроводности. Целью работы являлось сравнение электрофизических параметров, определяемых методом импеданс-спектроскопии в диапазоне 1-10000 кГц, псевдо-КНИ структур на низкоомном кремнии, высокоомных КНИ структур, а также высокоомных пластин кремния с TR-HR слоями, сформированными имплантацией ионов CO^+ вместо поликремния, наносимого CVD осаждением.

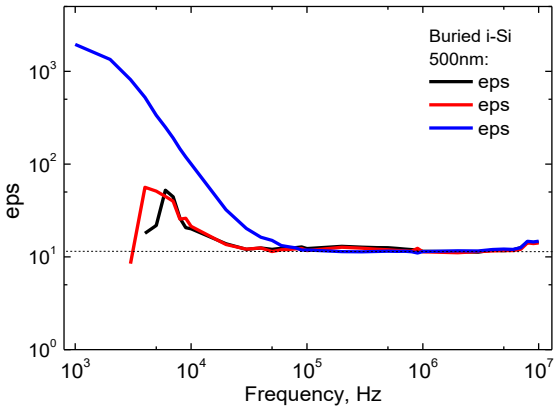


Рис.1. – Дисперсия диэлектрической проницаемости в 500 нм скрытом TR-HR слое кремния псевдо-КНИ MOS структуры

Формирование TR-HR слоев в низкоомных (0.3-10 Ом·см) пластинах кремния имплантацией ионов CO^+ снижает проходную емкость C_p 300 нм МЛЭ слоя Si с высокой подвижностью носителей заряда, выращенного при 700 С, и увеличивает эффективное сопротивление подложки ρ_{eff} до 10 кОм , что сравнимо с *TR-HR SOI*® структурами, и является эффективным способом локализации участков с радиочастотными элементами, интегрированными с CMOS-транзисторами [3]. Электрофизические свойства TR-HR псевдо-КНИ структур определялись методом импеданс-спектроскопии в зависимости от частоты f и напряжения смещения V. Данные C-V (V, f) демонстрируют минимальную емкость при V = 0-20 В из-за образования области пространственного заряда (SCR) в 500 нм TR-HR слое после 30с быстрых термообработок (RTA) до T ≤ 900ºC и неизменной толщине SCR после RTA с T ≥ 1000ºC. Величина диэлектрической постоянной ε” = 11.6 в этом слое соответствует poly-Si [3].

Псевдо-КНИ структуры, изготовленные имплантацией CO^+ в низкоомные Si подложки, демонстрируют свойства, подобные *TR-HR SOI*® структурам на высокоомном кремнии с поликремниевым подслоем, что допускает их применение в MW и mmWave СВЧ диапазонах. В предложенном способе создания псевдо-КНИ структур с TR-HR слоями Si устранен главный недостаток *TR-HR SOI*® структур, обусловленный низкой теплопроводностью аморфного диэлектрика SiO_2 BOX, позволяя повышать мощность CMOS транзисторов в СВЧ ИС на низкоомном кремнии.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского научного фонда № 25-19-20049 и № 30-2025-000924 Правительства Новосибирской области.

[1] W. Cao et al. Nature, ***620****, 50 (2023).*

[2] M. Rack, J.-P. Raskin. ECS Trans. ***92****, 79 (2019).*

[3] V.P. Popov et al., Materials Today Communications ***28****, 10249 (2021).*

Распространение поверхностных фонон-поляритонов в полярном кристалле SiC в присутствии h-BN

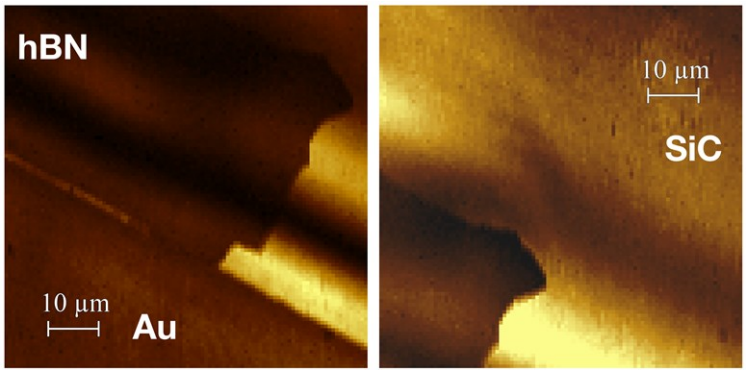
Ивченко В. С.[1,2], Казанцев Д. В.[1,2*], Казанцева Е.А.[3], Матиенко Д. А.[1,2], Кунцевич А. Ю.[1,2]

[1]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва, Россия*
[2]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия*
[3]*РТУ МИРЭА, 119454, Москва, Россия*

Экспериментальная методика sSNOM позволяет эффективно исследовать распределение локальных полей на поверхности образца с разрешающей способностью ~10-20 нм [1]. В нашей установке используется CO_2 лазер, линии которого лежат в частотном диапазоне полосы остаточных лучей для полярного кристалла SiC (LO-мода, частоты порядка 935 $см^{-1}$), что позволяет эффективно возбуждать поверхностные фонон-поляритоны.

Ранее была продемонстрирована возможность создания металлических структур определенной формы на поверхности кристалла, которые позволяют задавать конфигурацию поверхностных фонон-поляритонных волн (например брегговская генерация [2]). Дальнейшее развитие данной идеи есть создание устройств двумерной поляритонной квазиоптики, таких как призма и линза.

Объектом исследования нами были выбраны пленки h-BN толщиной ~ 100 нм, которые были нанесены на поверхность SiC вблизи золотых масок. Если решить совместно уравнения для колебаний решетки и уравнения Максвелла, в результате можно записать уравнение описывающее волновой вектор фонон-поляритона в плоскости образца (одно из собственных значений):



$$k_{XY} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_{vac}\cdot\varepsilon_s(\omega)}{\varepsilon_s(\omega)+\varepsilon_{vac}}} \Rightarrow k_{XY}^{(BN)} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{\varepsilon_{BN}\cdot\varepsilon_s(\omega)}{\varepsilon_s(\omega)+\varepsilon_{BN}}},$$

где k_{XY} - волновой вектор поверхностной фонон-поляритонной волны, ω - частота накачки, c - скорость света в вакууме, ε - диэлектрическая проницаемость материала (индексы: s - образец, vac - вакуум, BN - нитрид бора). Очевидно, что изменив среду над поверхностью кристалла SiC можно манипулировать фазовой скоростью поверхностной волны.

*[1] Казанцев Д В, Казанцева Е А,УФН **194** 630–673 (2024).*
*[2] V. S. Ivchenko, D. V. Kazantsev, V. A. Ievleva, E. A. Kazantseva, and A. Y. Kuntsevich // Appl. Phys. Lett. **125**, 171601 (2024).*

Разработка и формирование вертикального *p–n*-перехода в нанокристаллических плёнках PbTe

Измайлов Р.И.[1,2], Кобцев Д.М.[1,3], Зеленский Г.В.[2], Гайдученко И.А.[1,2], Ковалюк В.В. [1,3,4], Дашевский З.М.[5], Гольцман Г.Н.[1,2,4]

[1]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 109028, Москва, Покровский бульвар, д. 11*

[2]*Московский педагогический государственный университет, 119991, Москва, ул. М. Пироговская, д. 1, стр. 1*

[3]*Университет науки и технологий МИСИС, 119049, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1.*

[4]*Российский квантовый центр, 121205, Москва, территория Инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1*

[5]*ООО "Терагерцовая и инфракрасная фотоника", 121205, город Москва, тер Инновационного Центра Сколково, Большой б-р, д. 42 стр. 1*

Соединения группы $A^{IV}B^{VI}$ представляют собой класс полупроводниковых материалов, обладающих рядом уникальных свойств по сравнению с традиционными полупроводниками. На протяжении нескольких десятилетий данная группа материалов является объектом интенсивных исследований, что обусловлено как фундаментальным интересом к их физическим свойствам, так и значительным прикладным потенциалом. Среди полупроводников группы $A^{IV}B^{VI}$ наибольший интерес представляют халькогениды свинца (PbTe, PbS, PbSe) благодаря их текущему и потенциальному применению, прежде всего при создании высокоэффективных фотодетекторов среднего инфракрасного диапазона (2–5 мкм).

В данной работе исследуются поликристаллические плёнки PbTe p-типа проводимости, полученные методом осаждения из газовой фазы посредством электронно-лучевого испарения. Плёнки были выращены на подложках Si/SiO_2 из состава $Pb_{0.999}Te_{1.001}$, где избыток теллура приводит к формированию акцепторных центров.

В работе разработан технологический маршрут формирования плёнок, обеспечивающий сохранение их химического состава и морфологии кристаллитов. Реализация предложенного подхода позволила получить плёнки с выраженной кристаллографической структурой, низкой шероховатостью поверхности и малой плотностью пустот.

Преобразование полученных плёнок, имеющих p-тип проводимости, в плёнки с n-типом проводимости осуществлялось посредством ионной имплантации цинка [1]. В результате имплантации установлена инверсия типа проводимости с p- на n-тип, получившая качественную физическую интерпретацию. Исследования структурных и транспортных свойств плёнок обоих типов показали их высокую структурную однородность и сравнительно слабое влияние границ зёрен на перенос заряда.

Дополнительно исследовано изменение типа проводимости с p- на n-тип за счёт легирования плёнок PbTe донорной примесью индия из газовой фазы соединения In_4Te_3 [2]. Формирование вертикальных p–n-переходов в плёнках p-типа осуществлялось путём ионной имплантации с использованием масок. Для визуализации границы между p- и n-областями и оценки длины диффузии неосновных носителей заряда применялся метод EBIC. Установлено, что переход характеризуется высокой пространственной резкостью, что свидетельствует о формировании чётко выраженного p–n-перехода. Предложены возможные механизмы эффекта и рассмотрены перспективы практического применения разработанных структур.

[1] A. Jarashneli et al., J. Appl. Phys., 137, 105302 (2025).
[2] M. Auslender, AIP Adv., 14, 085005 (2024).

Формирование слоёв GaAs на подложке Si методом селективной эпитаксии

Кондратов М.И., Шамахов В.В., Слипченко С.О., Гришин А.Е., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Кремниевые фотонные интегральные схемы (ФИС) на сегодняшний день приобретают всё большую популярность, поскольку позволяют обеспечивать более высокую скорость передачи данных, а также лучшую энергоэффективность в сравнении с традиционными электронными схемами [1]. Метод селективной эпитаксии заключается в создании маски на поверхности подложки и проведения эпитаксиального роста в её окнах. Селективный эпитаксиальный рост позволяет реализовать различные приборы в рамках одной подложки за счёт изменения формы и размеров окон в маске [2]. Путём селективной эпитаксии соединений A_3B_5 на Si подложке возможно формирование светоизлучающих структур, являющихся неотъемлемой частью ФИС [3]. Рост соединений A_3B_5 на Si подложках сопряжен с рядом трудностей: образованием антифазных границ и прорастающих дислокаций [4]. Эффективным подходом для борьбы с данными проблемами является применение буферных слоёв.

В данной работе исследовались два подхода к селективному росту GaAs на Si подложке. Подготовлены два типа образцов, принципиальная структура которых приведена на рис. 1. Первый тип представлял собой селективно выращенный слой GaAs в окнах SiO_2 маски, сформированной на Si подложке.

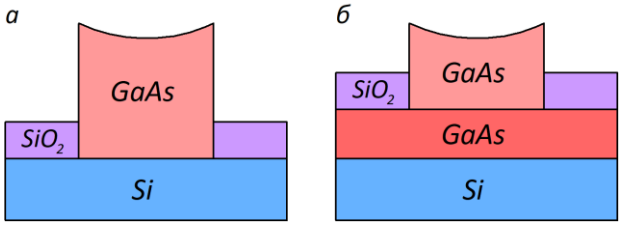


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемых образцов: а - образец 1-го типа, б – образец 2-го типа

Для второго типа образцов на поверхности Si подложки был выращен планарный буферный слой GaAs, параметры роста которого были взяты из [5], а затем сформирована SiO_2 маска и селективно выращен слой GaAs. Суммарная толщина слоёв GaAs в центре окна в образцах была близкой. Образцы были исследованы методами атомно-силовой микроскопии (АСМ), профилометрии, растровой электронной микроскопии (РЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Оценка среднеквадратичной шероховатости (СКШ) поверхности образцов проводилась при помощи АСМ в центре и на краю окна для областей площадью 10x10 мкм^2. Для образца 1-го типа СКШ в центре окна составила 4.87 нм, а на краю окна – 8.3 нм, а для образца 2-го типа 3.26 нм в центре и 3.92 нм на краю, соответственно. Повышенная шероховатость, а также её перепад между центром и краем окна для первого образца могут быть связаны с тем, что толщина и кривизна селективно-выращенного слоя для данного образца выше.

Оценка плотности прорастающих дислокаций (ППД) образцов была выполнена при помощи ПЭМ в центральных частях окон для областей площадью 2x2 мкм^2. Среднее значение ППД для 1-го образца составило $2.9 \cdot 10^8$ см$^{-2}$, а для 2-го образца – $2.1 \cdot 10^8$ см$^{-2}$. Таким образом можно сделать вывод, что использование планарного буферного слоя позволяет снизить ППД.

*[1] M.A. Butt, B. Janaszek, R. Piramidowicz, Sensorst International, **6**, 100326 (2025).*
*[2] B. Wang et al., Crystals, **12**, 1011 (2022).*
*[3] Yu Han et al., Adv. Opt. Photon., **14**, 404-454 (2022).*
*[4] R.J. Hussin, I.B. Karomi, Silicon, **16**, 5457-5470 (2024).*
[5] С.О. Слипченко, В.В. Шамахов, М.И. Кондратов и др., Письма ЖТФ, т.52, 7, стр.48-52 (2026).

Механизмы фасетирования при селективном росте колончатых микрокристаллов GaN

Корякин А.А.[1], Шарофидинов Ш.Ш.[2], Гридчин В.О.[1], Дворецкая Л.Н.[1], Котляр К.П.[1], Штром И.В.[3], Цырлин Г.Э.[1]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[3]*ИАП РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33*

Колончатые микрокристаллы нитрида галлия, прямозонного полупроводника с большой шириной запрещенной зоны, обладающего высокой термической и химической стабильностью, являются перспективным материалом для создания оптоэлектронных устройств, таких как светоизлучающие диоды [1], а также оптических микрорезонаторов [2]. Для создания приборных приложений на основе нитрида галлия синтез колончатых микрокристаллов имеет ряд преимуществ по сравнению с ростом тонких пленок. Во-первых, низкая плотность дефектов и отсутствие трещин из-за малой площади контакта с подложкой. Во-вторых, уменьшенные эффекты спонтанной поляризации, так как боковые поверхности колончатых микрокристаллов GaN, имеющих структуру вюрцита и формирующихся преимущественно в направлении [0001] или [000 $\bar{1}$], образованы неполярными или полуполярными гранями.

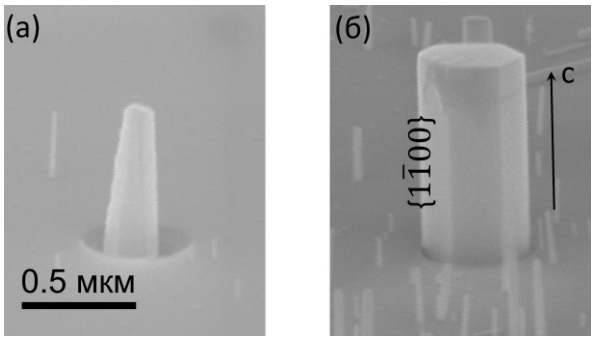


Рис. 1. РЭМ-изображение PA-MBE кристаллов GaN, сформированных на SiOx/Si(111) до (а) и после (б) заращивания методом HVPE.

В данной работе исследуются механизмы фасетирования колончатых микрокристаллов, синтезируемых селективно методами PA-MBE (молекулярно-пучковая эпитаксия с плазменной активацией азота) и HVPE (хлоридная газофазная эпитаксия), а также комбинированным PA-MBE/HVPE методом [3] (рис. 1) на подложках Si(111) и AlN/Si(111). Селективный рост достигался за счет использования маски SiOx с отверстиями, формируемой на поверхности подложек. Для реализации комбинированного PA-MBE/HVPE роста сначала производился рост GaN методом PA-MBE для частичного или полного заполнения отверстий в маске, а затем осуществлялось эпитаксиальное заращивание методом HVPE. Из-за особенностей кинетики нуклеации и роста GaN кристаллов в методах PA-MBE и HVPE в ряде случаев комбинация данных методов является преимуществом. Например, при росте на Si(111) удается достичь больших отношений высоты кристаллов к их латеральным размерам без использования примесей или осуществления роста в атмосфере водорода для подавления бокового роста кристаллов. Морфология и структура полученных кристаллов исследовалась методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). Проведено моделирование роста ступеней на боковых гранях колончатых кристаллов в рамках модифицированной модели [4]. Для определения кинетических констант модели были вычислены энергетические барьеры на поверхности GaN для атомов Ga и N с использованием методов теории функционала плотности (DFT). В результате исследования был объяснен эффект смены огранки при комбинированном методе роста колончатых микрокристаллов GaN.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-29-00761, https://rscf.ru/project/25-29-00761/.

*[1] J. Meier, G. Bacher, Materials, **15**, 1626 (2022).*
*[2] H. Chen et al., Optics Express, **30**, 16794 (2022).*
*[3] А.А. Корякин и др., ФТТ, **67**, 934 (2025).*
*[4] S.N. Filimonov, Y.Y. Hervieu, J. Cryst. Growth, **427**, 60 (2015).*

Светоизлучающие гетероструктуры на основе квантовых точек InAs на темплейтах GaAs/Si(100)

Лендяшова В.В.[1,2], Талалаев В.Г.[1], Кириленко Д.А.[3], Калиничев А.А.[1], Шугабаев Т.[1,2], Поздеев В.А.[2], Андреева А.С.[1], Резник Р.Р.[1,2], Цырлин Г.Э.[1,2,4], Илькив И.В.[1,2,4]

[1]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, д. 1*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[4]*ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33, лит. А*

Интеграция оптоэлектронных компонентов на основе прямозонных материалов III-V и кремниевой платформы рассматривается как перспективное решение для создания источников излучения на основе кремния с электрической накачкой. Одним из подходов к их созданию является монолитная интеграция, т.е. прямой рост гетероструктур III-V на Si. Однако из-за различий в параметрах материалов он обычно сопряжен с образованием антифазных доменов, пронизывающих дислокаций и микротрещин. Улучшение кристаллического качества формируемых на кремнии слоев типа III-V часто достигается ростом толстых (до 5-7 мкм) сложных буферных слоев. В этой связи, значительное внимание уделяется исследованию возможностей снижения общей толщины буферного слоя при сохранении его соответствующих структурных характеристик и использованию структур с активной областью на основе массивов самоорганизующихся квантовых точек (КТ), которые в меньшей степени подвержены влиянию дислокаций. Настоящая работа посвящена исследованию возможностей синтеза методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) тонких темплейтов GaAs/Si(100) для роста светоизлучающих гетероструктур с InAs/InGaAs КТ на их основе.

Эксперименты по синтезу образцов проводились на установке МПЭ Riber Compact 21EB200 с использованием пластин Si(100). На первом этапе роста для формирования гладкой поверхности кремния осуществлялось выращивание буферного слоя кремния и его термический отжиг. После чего температура подложки понижалась в потоке мышьяка и выращивался базовый GaAs/Si темплейт общей толщиной 850 нм [1]. На основе темплейтов GaAs/Si была выращена серия образцов с одним слоем InAs/InGaAs КТ с длиной волны излучения в области 1.3 мкм и различными буферными слоями толщиной до 900 нм. Для сравнения также была выращена аналогичная гетероструктура с КТ на согласованной подложке GaAs(100). В результате исследования серии образцов методами фотолюминесценции и время-разрешенной фотолюминесценции, а также просвечивающей электронной микроскопии была установлена возможность использования упруго-напряженного слоя $In_{0,1}Ga_{0,9}As$ и сверхрешеток (СР) $In_{0,15}Ga_{0,85}As/GaAs$ для формирования дислокационных фильтров в тонких буферных слоях GaAs на кремнии для роста светоизлучающих гетероструктур. Было показано, что последовательное введение напряженного слоя InGaAs, напряжённых InGaAs/GaAs СР и проведения циклического отжига структуры при общей толщине буферного слоя менее 2 мкм приводит к поэтапному снижению плотности дислокаций и росту эффективности излучения в 10 раз по сравнению со структурой на базовом темплейте. Было установлено, что такая методика формирования буферного слоя позволяет достичь поверхностной плотности дислокаций $\sim 8 \cdot 10^7$ см$^{-2}$ при меньшей толщине. При этом измеренные времена жизни носителей заряда в квантовых точках также оказались типичными для точек в системах материалов In(Ga)As/GaAs. Таким образом, слои GaAs, полученные прямым ростом на неразориентированных Si(100) подложках, могут быть использованы для создания светоизлучающих устройств на кремниевой платформе.

Работа выполнена в рамках выполнения государственного задания FSRM-2026-0004.

[1] В.В. Лендяшова et al., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 7, 39-40 (2024).

Кинетика кристаллообразования диоксида ванадия при отжигах упорядоченных массивов одиночных аморфных нанооостровков

Манцуров Н.Д.[1], Мутилин С.В[1], Комонов А.И.[1], Волошин Б.В.[1], Кичай В.Н.[2], Яковкина Л.В.[2], Селезнев В.А.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13,*
[2]*ИНХ СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 3.*

Нанокристаллы и наноструктуры диоксида ванадия (VO_2) активно исследуются для применений в элементах микроэлектроники, фотоники и в качестве искусственных нейронов благодаря наличию в VO_2 обратимого фазового перехода полупроводник-металл (ФППМ). Среди материалов с фазовым переходом VO_2 представляет особый интерес благодаря низкой температуре инициации, равной примерно 68 °C. ФППМ в кристаллических структурах VO_2 также может быть инициирован с помощью электрического или магнитного поля, лазерного излучения и механических напряжений. При ФППМ монокристаллы VO_2 претерпевают значительные обратимые изменения кристаллической решетки, электрофизических и оптических свойств. До настоящего времени наиболее часто использовались поликристаллические структуры VO_2, однако они обладают существенным недостатком, который заключается в плотном контакте кристаллов и отсутствии межзеренной границы, из-за чего при ФППМ возникают значительные механические напряжения, ограничивающие количество переключений таких структур 10^6 раз. Для решения данной проблемы рассматривают структурирование подложек и модификации пленок с помощью подходов сверху-вниз, а также переход к одиночным нанокристаллам и наноструктурам VO_2, поскольку они претерпевают преимущественно упругие деформации и демонстрируют более 10^{11} переключений [1]. Известные подходы наноструктурирования отличаются многостадийностью, необходимостью воздействия кислотами и обладают недостаточной точностью.

Нами разработан подход, позволяющий контролируемо формировать наноструктуры VO_2 в строго заданных местах путем наноструктурирования методом окислительной сканирующей зондовой литографии (о-СЗЛ) аморфной пленки VO_2, полученной с помощью атомно-слоевого осаждения [2,3]. Процесс обладает точностью вплоть до единиц нм, не требует масок и воздействия агрессивными химическими средами. Наноструктурированные участки аморфного VO_2 после отжига образуют кристаллические кластеры VO_2. При уменьшении площади и толщины таких участков ожидается, что будут сформированы одиночные нанокристаллы. Для формирования плотных массивов одиночных кристаллов в строго заданном месте, важно изучить влияние поверхностной диффузии адмолекул при отжиге. Действительно, при слишком близком расположении островков, может образоваться поликристаллический кластер, а при слишком далеком – большая часть материала может десорбировать.

В данной работе мы исследуем кинетику кристаллообразования при отжигах аморфных пленок в диапазоне температур от 550 до 650 °C. Чтобы изучить влияние поверхностной диффузии нами были получены упорядоченные массивы аморфных островков с расстоянием между ними от 45 до 200 нм. Продемонстрировано, что в результате увеличения расстояния более 50 нм, объем кристаллов, сформированных в результате отжига на месте островков, уменьшается вдвое. Показано, что наличие субнанометрового слоя аморфной пленки между островками оказывает значительное влияние на процессы кристаллообразования при отжиге. Представленная методика позволила с помощью о-СЗЛ впервые сформировать упорядоченные массивы одиночных нанокристаллов VO_2, перспективных для устройств наноэлектроники и фотоники.

[1] Prinz V. Y. et al. //Nanoscale. – 2020. – Т. 12. – №. 5. – С. 3443-3454.
[2] Комонов А. И. и др. //Журнал технической физики. – 2025. – Т. 95. – №. 9. – С. 1756-1764.
[3] Komonov A. I. et al. //Applied Surface Science. – 2024. – Т. 658. – С. 159869.

Температурная стабильность фотоэлектрических, оптических и структурных свойств HgCdTe множественных квантовых ям

Михайлов Н.Н. [1], Дворецкий С.А.[1], Варавин В.С. [1], Ремесник В.Г.[1], Ступак М.Ф.[2], Макаров С.Н.[2], Елесин А.Г. [2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, проспект ак. Лаврентьева, 13*
[2]*КТИНП, 6630058, г. Новосибирск, ул. Русская, 41*

Энергетическое положение уровней размерного квантования определяет зонную структуру HgCdTe множественных квантовых ям (МКЯ), и, соответственно, спектральный диапазон чувствительности. При выращивании сотен пар слоев МКЯ в HgCdTe (для достижения обнаружительной способности, превышающей значения для объемного материала [1]), интердиффузия может приводить к размытию гетерограниц в КЯ, что приведет к изменению энергетического положения уровней размерного квантования, изменению спектрального диапазона чувствительности и, как в методе MOCVD, к полному перемешиванию химических элементов и получению однородного состава слоя HgCdTe с объемными свойствами.

Структуры с МКЯ HgCdTe выращены методом МЛЭ с высокой воспроизводимостью распределения состава в КЯ на уникальной научной установке (УНУ 353512) “Обь-М”. Расчет состава и толщины слоев в МКЯ проводился по методу “эффективной” подложки из in-situ эллипсометрических измерений [2]. Были проведены термические отжиги МКЯ (15 КЯ), выращенных методом МЛЭ при температурах ≤180 ^{0}C с шириной КЯ 6 нм и толщиной барьерного слоя 30 нм (состав барьерного слоя ~0,7 мол. дол.) при температурах 185 - 215 ^{0}C в течение 4-5 часов в ампуле с избыточным давлением паров Hg. Показано, что термический отжиг приводит к уменьшению длинноволновой границы чувствительности от 9.4 мкм до 4.8 мкм при 300 К и (как показано на рис.1) от 17 мкм до 6 мкм при 78 К при изменении температуры отжига от 185 ^{0}C до 215 ^{0}C. Прогрев при температурах ниже 175 ^{0}C в течении 4 часов не оказывает существенного влияния на изменения длинноволновой границы ИК фотоприемников.

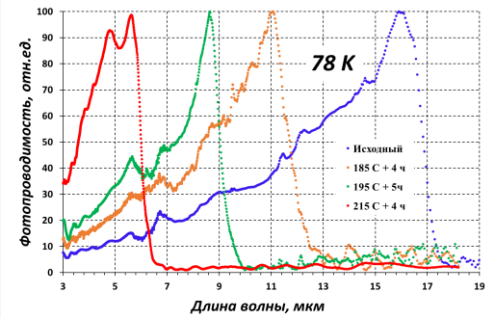


Рис. 1. Изменение длинноволновой границы фоточувствительности от температуры отжига

Полученные данные при 300 К подтверждаются оптическими измерениями спектров поглощения и спектров фотопроводимости. Найдено, что энергия уровней размерного квантования смещается в высокоэнергетическую область от 0,12 эВ до 0,24 эВ при изменении температуры отжига от 185 ^{0}C до 215 ^{0}C. Таким образом установлено, что изменение температуры термического отжига на 10 ^{0}C приводит к изменению энергетического положения уровней размерного квантования на 0,0285 эВ. Последнее обстоятельство можно использовать как для прецизионной корректировки длинноволновой границы чувствительности ИК фотоприемников, так и длины волны стимулированного излучения в лазерных структурах.

Проведенные измерения кристаллической структуры методом измерений генерации отражений второй гармоники (ГОВГ) показали, что в выращенных и термически отожженных HgCdTe МКЯ сохраняется тип сфалерита кристаллической решетки подложки из (013) GaAs. Наблюдались минимумы с величиной сигнала ГОВГ, превышающие значения шума. Поднятые минимумы ГОВГ относительно значений для идеального кристалла (013)HgCdTe типа свидетельствуют о присутствии остаточных напряжений в слоях МКЯ. Выявлена неоднородность распределения напряжений, имеющих широкую и узкую угловые зависимости. Показано, что термическое воздействие приводит к уменьшению остаточных напряжений, которые связаны с процессами интердиффузии [3].

Работа частично поддержана грантом РНФ №24-62-00010

[1] V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov et al. // Optical Materials Express, 2018, V. 8, P.1349-1358
[2] В.А. Швец, Н.Н. Михайлов и др // Оптика и спектроскопия, 2019, т. 127, №2, стр. 318-324.
[3] N.D. Akhavan, L. Faraone et al. // J. of Electron. Materials, 2019, V. 48, P. 6159–6168.

Синтез однородного массива нанокристаллов $CaSi_2$, встроенных в слой CaF_2 на подложке Si(111)

Зиновьева А. Ф.[1], Зиновьев В. А.[1], Кацюба А. В.[1], Володин В. А.[1], **Ненашев А. В.**[1], Лошкарев И. Д.,[1] Спесивцев Е. В.[1], Двуреченский А. В.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13*

В последние годы активно ведётся поиск способов синтеза силицидов металлов на кремниевых подложках, перспективных для создания новых наноэлектронных и оптоэлектронных устройств. Интерес к этим материалам вызван потенциальным применением данных материалов в качестве термоэлектрических элементов, анодов для литий-ионных аккумуляторов, прозрачных контактов для фотодетекторов, template-слоев для получения 2D материалов и т. д. В работе [1] был предложен оригинальный метод получения дисилицида кальция ($CaSi_2$) в процессе эпитаксии CaF_2 на Si(111) при одновременном облучении пучком быстрых электронов. Электронный луч индуцирует на поверхности процесс радиолиза, в результате которого молекула CaF_2 распадается на кальций и фтор, фтор легко десорбируется, а кальций может связываться с кремнием с образованием $CaSi_2$. Образование $CaSi_2$ подтверждено методами комбинационного рассеяния света (КРС) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) [2]. Однако, образование силицида происходит локально, в полосе, где электронный луч воздействует на поверхность подложки, и пространственная структура пленки силицида сильно неоднородна. Актуальной задачей является разработка подхода к получению силицида с однородной пространственной структурой на всей поверхности подложки. В данной работе эта задача решена, и получен однородный массив нанокристаллов $CaSi_2$, образующих упорядоченную треугольную сетку, встроенную в слой CaF_2. Основной прием, позволивший получить однородную структуру, заключался в использовании последовательного осаждения тонких слоев кремния и CaF_2 толщиной порядка нескольких нанометров. Кремний осаждался из электронно-лучевого испарителя, а CaF_2 осаждался из ячейки Кнудсена. Созданные структуры по данным эллипсометрии имели в составе ≈15 % $CaSi_2$ (в нанокристаллах) и 85% CaF_2. Исследования методами КРС, рентгеновской дифракции, сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии подтвердили формирование однородного массива $CaSi_2$ нанокристаллов. Мы предполагаем, что синтезу нанокристаллов $CaSi_2$ по всей площади подложки способствовало фоновое облучение, присутствующее в ростовой камере при работе электронно-лучевого испарителя. Следует отметить, что одновременное осаждение кремния и CaF_2 в тех же ростовых условиях и при том же соотношении осажденных материалов не привело к формированию однородного массива нанокристаллов $CaSi_2$ по всей площади подложки. В этом случае силицид формируется в форме двумерных шестиугольных островков, случайно разбросанных по поверхности образца. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023).

[1] A.V. Kacyuba, et al. Mater. Lett., 268, 127554 (2020).
[2] A.F. Zinovieva et al. Nanomaterials, 12, 3623 (2022).

Передача энергии частицам окружающего газа от приповерхностных электронных возбуждений широкозонных материалов

Пестовский Н.В., Савинов С.Ю.

ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, г. Москва, ул. Ленинский проспект, 53

Процессы с участием широкозонных материалов, вблизи поверхности которых локализованы электронные возбуждения (ЭВ), в настоящее время остаются малоизученными из-за недостатка надежных экспериментальных методов их исследования. При этом специфика широкозонных материалов накладывает существенный отпечаток на характер этих процессов – явления автолокализации ЭВ, пьезоэлектрический и другие эффекты приводят к тому, что свойства приповерхностных ЭВ широкозонных материалов могут заметно отличаться от таковых у полупроводников.

В работе исследовались процессы взаимодействия приповерхностных ЭВ широкозонных материалов с частицами окружающих широкозонный материал газов и характеристики излучения этих частиц. Частицы газа в этом случае являются зондами, по изменению характеристик излучения которых изучается воздействие на них со стороны поверхности широкозонного материала. Установлено, что в системах «монокристалл α-кварца – молекулы N_2» [1] и «монокристалл корунда – атомы Xe» спектр излучения, обусловленного частицами окружающих газов, отличается от спектра излучения отдельных, то есть свободных частиц.

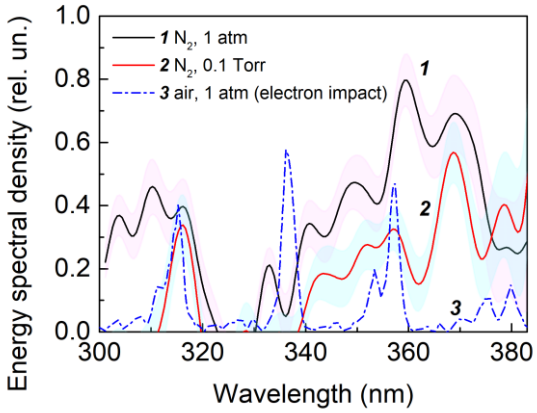


Рис. 1. Спектр излучения, обусловленного передачей энергии от ЭВ монокристалла α-кварца окружающим молекулам N_2 при давлении 1 атм (1) и 0.1 атм (2), а также спектр излучения свободной молекулы N_2, возбуждаемого прямым электронным ударом.

Для примера на Рис. 1 приведены спектры излучения, обусловленного излучением молекул N_2 окружающего газа при давлениях 1 атм и 0.1 Торр, возникающего при двухфотонном фотовозбуждении монокристалла α-кварца на длине волны 205 нм. Для сравнения на этом же рисунке представлен спектр излучения второй положительной системы полос свободной молекулы N_2, вобзбуждаемого прямым электронным ударом при прохождении электронами с энергией 100-300 кэВ воздушного промежутка при давлении 1 атм. Видно, что представленные спектры излучения существенно различаются, что свидетельствует о сильном влиянии поверхности монокристаллического α-кварца на процесс излучения и на электронную структуру молекулы. Аналогичный результат получен нами для излучения, обусловленного атомами ксенона, при их возбуждении в результате передачи энергии от ЭВ в монокристалле корунда. В работе обсуждаются физические причины, приводящие к искажению энергетических уровней частиц газа при взаимодействии с поверхностями широкозонных материалов.

*[1] N.V. Pestovskii, S. Yu Savinov, Journal of Luminescence, **255**, 119571 (2023).*

Формирование золотых капель в упорядоченных отверстиях в слое SiO_x на поверхности кремния для последующего селективного синтеза III-V нитевидных нанокристаллов

Резник Р.Р.[1], Андреева А.С.[1], Даутов А.М.[1], Котляр К.П.[1], Илькив И.В.[1], Хребтов А.И.[1], Panciera F.[2], Дубровский В.Г.[1], Цырлин Г.Э.[1]

[1]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб, д. 7-9*
[2]*C2N, University of Paris-Saclay, 91120, Palaiseau*

В настоящее время полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе соединений III-V привлекают повышенное внимание исследователей благодаря своим уникальным оптическим, транспортным, электрофизическим и другим свойствам [1]. Строгий контроль размеров, поверхностной плотности и расположения ННК в ряде случаев необходимы для достижения требуемых характеристик приборов на основе массивов ННК [2]. Одним из подходов к формированию селективных массивов ННК является прецизионное расположение капель катализаторов на поверхности платины литографическими методами, в том числе, с последующим удалением с поверхности слоя резиста [3]. Однако одним из недостатков такого подхода является возможная миграция капель катализатора по поверхности и их коалесценция при повышении температуры подложки до ростовых значений. Другим эффективным подходом к формированию селективных массивов ННК является использование масок, ограничивающих области роста ННК [4, 5]. Хотя селективный рост III-V ННК на кремниевых подложках с использованием масок реализован для бескатализаного и самокаталитического механизмов роста, результаты по росту с использованием золота в качестве катализатора в литературе не представлены. В то же время, использование золота в качестве катализатора в ряде случаев позволяет строго контролировать физические свойства ННК, такие как состав, морфологию, кристаллографическую фазу и другие.

В рамках данной работы были проведены экспериментальные и теоретические исследования по формированию золотых капель катализатора в упорядоченных отверстиях в слое SiO_x на поверхности Si(111) при различных значениях диаметров отверстий и шага между ними для последующего селективного синтеза AlGaAs ННК. Процессы формирования золотых капель катализатора были изучены с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Результаты исследований подтвердили возможность формирования золотых капель в отверстиях в слое SiO_x без остатка золота на поверхности SiO_x. Таким образом, последующий рост AlGaAs ННК не наблюдается вне сформированных отверстий. Результаты исследований оптических свойств одиночных ННК показали наличие не менее интенсивных и узких линий на спектрах мкФЛ по сравнению с аналогичными неупорядоченными структурами. Результаты моделирований процессов миграции золота по поверхности показали, что основным механизмом эволюции золота с повышением температуры подложки является созревание по Освальду.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-79-10101, https://rscf.ru/project/25-79-10101/.

[1] E. Barrigón et al., Chem. Rev., ***15****, 9170 (2019).*
[2] M. Heiss et al, Nanotechnology, ***25****, 014015 (2013).*
[3] H. J. Fan et al, Small, ***2****, 700 (2006).*
[4] M. Benyoucef et al, Nanomaterials, ***8****, 2079 (2021).*
[5] K. Tomioka et al, Journal of Materials Research, ***17****, 2127 (2011).*

Тонкая структура в энергетических распределениях электронов, эмитированных из полупроводников с отрицательным электронным сродством: моделирование Монте-Карло

Казанцев Д.М.[1,2], Бакин В.В.[1], **Рожков С.А.[1,2]**,
Шайблер Г.Э.[1,2], Альперович В.Л.[1,2], Терещенко О.Е.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Благодаря высокому квантовому выходу фотоэмиссии, фотокатоды с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС) на основе p-GaAs(Cs,O) и других прямозонных полупроводников широко используются в фотоэлектронных приборах. Тем не менее, микроскопические механизмы термализации фотоэлектронов, захвата на локализованные состояния и эмиссии в вакуум до сих пор поняты недостаточно и остаются предметом дискуссий. В распределениях эмитированных из p-GaAs(Cs,O) и других ОЭС-фотокатодов электронов по продольной компоненте кинетической энергии наблюдалась тонкая структура, обусловленная эмиссией горячих, а также термализованных фотоэлектронов с дна зоны проводимости в объеме фотокатода [2] или из состояний двумерных подзон размерного квантования в области изгиба зон [3,4], а также эмиссией из этих состояний с испусканием оптических фононов. Результаты проведенного в [5] расчета энергетических распределений свидетельствуют о том, что основной пик соответствует эмиссии электронов с дна зоны проводимости в объеме полупроводника, “первое повторение” – эмиссии электронов, заброшенных в верхнюю подзону размерного квантования, а дополнительные слабые пики являются его фононными репликами.

В данной работе, в дополнение к результатам, полученным в [5], проведен расчет энергетических распределений горячих, нетермализованных фотоэлектронов. В новом расчете учтены процессы рассеяния горячих фотоэлектронов на дырках, оптических и акустических фононах, на заряженных примесях, а также переходы электронов в боковые долины с испусканием и поглощением полярных оптических фононов Формулы для вероятностей этих процессов взяты из [7]. Функции распределения электронов по энергии в объеме и двумерных подзонах получены методом Монте-Карло. Прозрачность границы раздела полупроводник-вакуум для электронов рассчитывалась в приближении эффективных масс. Активирующий Cs-O слой представлен в виде туннельно-прозрачного барьера; учтено упругое рассеяние электронов в этом слое по азимутальному углу. Для верификации нашего расчета, мы сравнили зависимости вероятностей рассеяния от энергии электрона, дрейфовой скорости от электрического поля, распределения эмитированных электронов по углу и поперечной энергии, а также зависимость вероятности выхода электрона в вакуум от продольной компоненты энергии с результатами работы [6]. Результаты расчета сопоставлены с экспериментальными данными.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, https://rscf.ru/project/23-72-30003/.

[1] Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным сродством, Энергия, Москва (1978).
[2] В.В. Бакин и др., Тезисы докладов Российской конференции и школы молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «Фотоника 2023», Новосибирск, 76 (2023).
*[3] Д.А. Орлов и др., Письма в ЖЭТФ, **71**, 220 (2000).*
[4] O.E. Tereshchenko et al., Phys. Rev. Lett., 7, 16154 (2017).
[5] Д.М. Казанцев и др.. Тезисы докладов XVI Российской конференции по физике полупроводников, Санкт-Петербург, 87 (2024).
*[6] S. Karkare et al., J. Appl. Phys. **113**, 104904 (2013).*
[7] Б. Ридли, Квантовые процессы в полупроводниках, Мир, Москва (1986).

Исследование процесса окисления распределённых брэгговских отражателей GaAs/$Al_{0.9}Ga_{0.1}As$

Седова И.В.[1], Львова Т.В.[1], Сорокин С.В.[1], Дементьев П.А.[1], Климко Г.В.[1], Лебедев М.В.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Распределенный брэгговский отражатель (РБО) является неотъемлемой частью конструкции различных оптоэлектронных приборов (фотодетекторов [1], лазеров с вертикальным выводом излучения [2,] и т.д.). Структуры с РБО представляют собой интерес для применения в квантовой оптоэлектронике и активно используются в области квантовой фотоники [3].

В работе представлены результаты исследований кинетики и условий процесса окисления полупроводниковых РБО GaAs/ $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, полученных методом атомно-силовой микроскопии в геометрии поперечного сечения, а также результаты изучения методом фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) изменения химического состава поверхности эпитаксиального слоя $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ в зависимости от времени и условий окружающей среды.

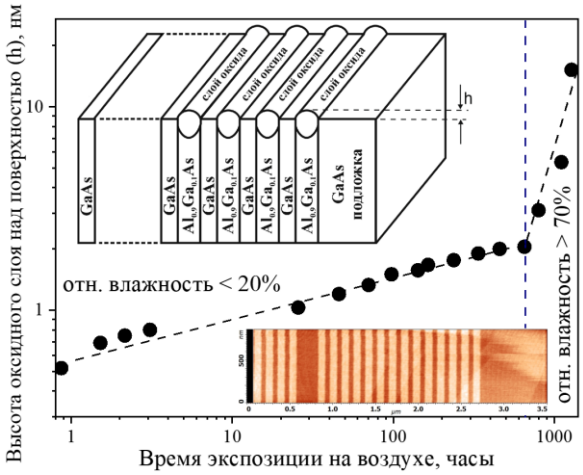


Рис. 1. Зависимость высоты ступени оксидного слоя на слоях $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ от времени и условий окружающей среды. На вставках – схема ГС, иллюстрирующая процесс окисления, и изображение поперечного сечения ГС, полученное методом АСМ.

Кинетика и условия процесса окисления РБО исследовались на планарных гетероструктурах (ГС), используемых в качестве тестовых для изготовления макетов источника одиночных фотонов. Исследуемые ГС выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии и представляют собой два РБО, состоящих из пар $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ и GaAs (см. рисунок). Количество периодов нижнего и верхнего РБО – 12 и 4 пар, соответственно. РБО разделены между собой резонаторным слоем GaAs, в центре которого формируется активный слой квантовых точек InAs/GaAs с номинальной толщиной 1.7 МС.

Показано, что процесс окисления РБО происходит в основном по слоям $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, в то время как слои GaAs практически не подвергаются влиянию окружающей среды. Установлено, что высота ступени оксидного слоя, измеренной от поверхности образца, практически не изменяется от времени при условии хранения в условиях пониженной влажности (отн. влажность ~20%) и не превышает ~2 нм при хранении в течение 30 суток. При увеличении влажности до ≥70% происходит резкое увеличение скорости формирования оксидного слоя, толщина которого может достигать десятков нанометров за 10 суток. Таким образом показано, что основной вклад в процесс окисления слоев $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ вносят пары воды, содержащиеся в атмосфере. Методом ФЭС установлено наличие на поверхности $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, оксидов и гидроксидов галлия и алюминия, и элементарного мышьяка.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации “Росатом” в рамках выполнения Дорожной Карты «Квантовые Вычисления» (контракт № 868/1734-Д от 22.09.2025).

*[1] Kou-Wei Lai et al., Applied Optics, **52**, 6906 (2013).*
*[2] I. Kilen et al., APL, **112**, 262105 (2018).*
*[3] S.V. Sorokin et al., JETP Letters, **121**, 35 (2025)*

Особенности роста и электронная структура $Na_2KSb(Cs)$ фотокатодов

Соловова Н.Ю. [1], Голяшов В.А.[1], Еремеев С.В. [2], Терещенко О.Е. [1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академически, 2/4*

Антимониды щелочных металлов активно используются в качестве фотокатодных материалов в ускорителях и различных фотоэлектронных устройствах. Недавно была обнаружена эмиссия спин-поляризованных электронов из мультищелочного $Na_2KSb(Cs)$ фотокатода. [1] Это открытие увеличило интерес к данным материалам, поскольку наличие спиновой поляризации у электронов расширяет возможности приборов и экспериментальных методик. Электронная структура мультищелочных антимонидов на сегодняшний день изучалась только с помощью расчетов по теории функционала плотности или косвенных оптических измерений. Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ФЭСУР) активно применяется на синхротронах и различных лабораторных установках для экспериментального изучения электронной структуры поверхности твёрдых тел. Однако одним из главных требований данного метода является атомарная чистота и кристаллическая упорядоченность поверхности исследуемого материала. Считается, что фотокатоды на основе антимонидов щелочных металлов обладают поликристаллической структурой. И одной из интересных задач является получение монокристаллических пленок данных материалов, поскольку это не только позволит изучить их электронную структуру методом ФЭСУР, но и улучшить их свойства.

Цель данной работы – изучение условий формирования кристаллически упорядоченных пленок антимонидов щелочных металлов Na_2KSb и $Na_2KSb(Cs)$ на различных подложках, а также их электронной структуры. Исследования проводились in situ с использованием сверхвысоковакуумной установки фотоэлектронной спектроскопии SPECS Proven-X ARPES с присоединенной камерой для роста фотокатодов. Расчеты электронной структуры проводились в рамках теории функционала плотности с помощью программного пакета VASP.

В ходе работы изучались условия роста Na_2KSb на поверхности различных подложек, а также изменение кристаллического порядка в процессе активации его поверхности до состояния отрицательного эффективного электронного сродства (осаждения на поверхность Cs и Sb). Показано, что на поверхности графен/6H-SiC(0001) происходит кристаллически-упорядоченный рост $Na_2KSb(111)$. Это позволило впервые с помощью ФЭСУР экспериментально изучить электронную структуру нереконструированной поверхности $Na_2KSb(111)$. В полученной картине валентной зоны наблюдались дисперсные поверхностные состояния от различных терминаций $Na_2KSb(111)$ (рис. 1). Также обнаружено, что после активации кристаллический порядок на поверхности фотокатода сохраняется и в структуре поверхностных электронных состояний происходят незначительные изменения.

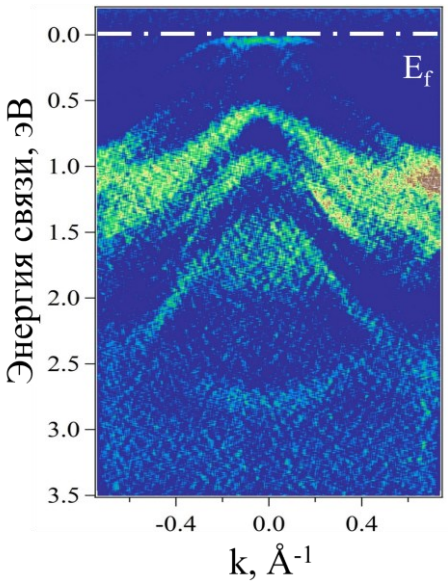


Рис.1. ФЭСУР-спектр $Na_2KSb(111)$, выращенного на поверхности подложки графен/6H-SiC(0001).

Работа выполнена при поддержке государственного задания FWGW - 2025 - 0022.

[1] V. S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Lett., 129, 166802 (2022).

Исследование процессов формирования КТ InAs/GaAs на структурированных методом капельного травления поверхностях

Духан Д.Д.[1], Балакирев С.В.[1], Кугаевский А.Д.[1], Солодовник Н.Е.[1], Махов И.С.[2], Еременко М.М.[1], Кириченко Д.В.[1], Шандыба Н.А.[1], Крыжановская Н.В.[2], **Солодовник М.С.[1]**

[1]*ЮФУ, 347922, г. Таганрог, ул. Шевченко, д. 2, корп. Е*
[2]*НИУ ВШЭ - Санкт-Петербург, 199106, Санкт-Петербург, 25 В.О. линия, д. 6к1*

Значительный интерес к эпитаксиальным структурам с квантовыми точками (КТ) сниженной плотности (менее 1 мкм$^{-2}$) в последнее время во многом обусловлен их использованием в качестве активной области источников одиночных и запутанных фотонов – ключевых элементов технологий квантовых вычислений и коммуникаций. Поскольку традиционные ростовые методы, основанные на механизме Странского-Крастанова (СК), сталкиваются с трудностями воспроизводимого и масштабируемого получения КТ, вопрос разработки альтернативных ростовых подходов сохраняет свою актуальность. Одним из наиболее многообещающих среди них является комбинация локального капельного травления (ЛКТ) с последующим осаждением материала КТ, который хорошо зарекомендовал себя для системы GaAs/AlGaAs, но остается малоизученным для системы In(Ga)As/Ga(Al)As.

В данной работе представлены результаты исследований процессов формирования КТ InAs на ЛКТ-структурированных подложках GaAs и их влияния на оптические характеристики. ЛКТ проводилось с использованием Al и обеспечивало формирование на поверхности пирамидальных углублений плотностью ~1×10^8 см$^{-2}$. Толщина осаждения InAs составляла 1.5 – 2.0 монослоя (МС). Осаждение проводилось с дополнительным подслоем GaAs и без него. Сформированные КТ заращивались слоем GaAs при температуре 400 – 500°C.

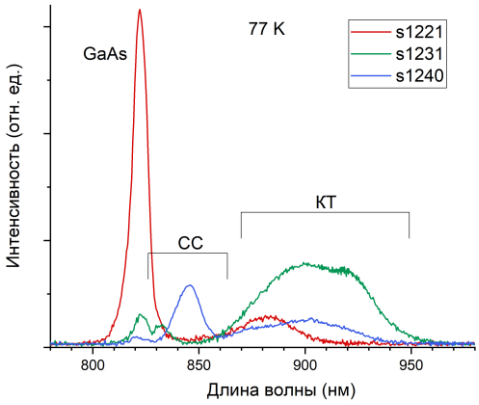


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов с КТ InAs/GaAs, полученных в различных режимах на ЛКТ-структурированной поверхности.

Результаты исследований показали устойчивое формирование КТ InAs во всех режимах, в т.ч. при докритических для СК-механизма толщинах осаждения InAs. Показано значительное влияние температуры заращивания и наличия подслоя GaAs. Увеличение температуры заращивания до 500°C приводит к исчезновению в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) пика КТ и появлению линии квантовой ямы InGaAs, что может быть обусловлено эффектами сегрегации. Введение подслоя GaAs одновременно приводит к сдвигу пика ФЛ КТ с 890 до 920 нм (из-за возрастания диффузионной длины адатомов), его уширению (предположительно, за счет появления второй фракции КТ) и появлению пика смачивающего слоя (СС) на 830 нм. Снижение температуры роста КТ до 450°C без подслоя смещает пик КТ к 900 нм, с подслоем – к 905 нм. При этом существенно возрастает вклад СС, пик которого смещается в длинноволновую сторону до 950 нм вследствие аккумулирования материала вне КТ. Увеличение толщины осаждения InAs до 2.0 МС приводит появлению широкого пика 900 – 1100 нм, ассоциируемого с КТ, и росту вклада СС (835 нм).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект №FENW-2025-0004) в Южном федеральном университете, а также проекта "Зеркальные лаборатории" НИУ ВШЭ.

Механизмы локального квазикапельного травления GaAs в точках воздействия фокусированным ионным пучком

Солодовник Н.Е.[1], Кириченко Д.В.[1], Шандыба Н.А.[1], Еременко М.М.[1], Балакирев С.В.[1], Солодовник М.С.[1]

[1]*ЮФУ, 347922, Ростовская обл., г. Таганрог, ул. Шевченко, 2*

Квантовые точки (КТ) на основе полупроводников A_3B_5 служат базой для создания источников одиночных фотонов, востребованных в квантовых технологиях. Ключевая проблема состоит в обеспечении воспроизводимого позиционирования и однородности КТ. Перспективным подходом является формирование КТ в предварительно созданных наноуглублениях. Однако широко распространенные литографические методы сопровождаются загрязнением поверхности. Прямая модификация фокусированным ионным пучком (ФИП) позволяет отказаться от литографических процессов, но сопровождается радиационными дефектами, подавляющими фотолюминесценцию. Отжиг частично восстанавливает структуру, однако эффективность этого процесса обусловлена пониманием физико-химических механизмов, протекающих в модифицированных областях.

В работе на поверхности GaAs (001) методом ФИП сформированы массивы углублений с шагом 0.5 мкм. Затем проводился отжиг в потоке As при разных температурах. При низкой температуре отжига (500°C) рельеф практически не меняется (рис. 1а), при высокой (650°C) формируются огранённые пирамидальные структуры с деградацией поверхности вне облучённых зон (рис. 1в). Отжиг при 600°C является оптимальным, за счет обеспечения баланса между формированием граней и сохранением целостности поверхности (рис. 1б). На основе экспериментальных исследований предложены механизмы локального травления GaAs в точках ионного воздействия. Ключевую роль играет превышение порога активации процессов интенсивного термического разложения GaAs, начинающегося при 530°C. При более низких температурах анизотропное травление эффективно подавлено и углубления практически не меняют свою форму, оставаясь чашевидными. Поверхность при этом остается гладкой. Небольшое превышение пороговой температуры инициирует процесс, подобный локальному капельному травлению. Избыточный Ga в точках облучения образует квазижидкую фазу, катализирующую разложение GaAs в точках ФИП-обработки по типу капельного травления. Механизм анизотропного травления обеспечивает формирование стабильных граней {111}. Вне областей модификации удаление оксида происходит только за счет термического разложения подложки, что при высоких температурах приводит к неконтролируемой деградации поверхности. Гладкость поверхности вокруг углублений объясняется взаимодействием оксида с переосажденным аморфным слоем GaAs. Предложенный механизм согласуется с результатами, полученными при варьировании толщины оксида, а также предварительном осаждении жертвенных слоёв аморфного GaAs.

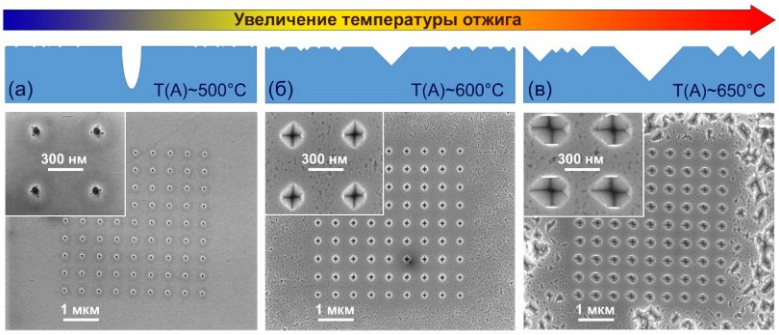


Рис. 1 – Схема влияния температуры отжига на формирование углублений в точках ФИП-модификации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, грант № FENW-2025-0004 на оборудовании Центра коллективного пользования «Передовые технологии микро- и оптоэлектроники» Южного федерального университета.

Влияние направления разориентации подложек GaAs{111} на развитие рельефа поверхности при отжигах (Монте-Карло моделирование)

Спирина А.А.[1], Шварц Н.Л.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20*

Ступени вицинальных подложек играют важную роль в развитии рельефа поверхности GaAs в процессе роста кристалла или при высокотемпературных отжигах. В зависимости от направления разориентации поверхности меняется рельеф ступеней. Экспериментально получено, что при высокотемпературных отжигах ступени на вицинальных поверхностях GaAs собираются в эшелоны [1,2]. Эшелоны ступеней обнаруживались на следах, оставляемых движущимися каплями галлия, образованными в процессе высокотемпературного отжига [1]. Остаются открытыми вопросы о том, как капли галлия влияют на формирование эшелонов ступеней и как влияет направление разориентации подложки на последующее развитие рельефа поверхности в процессе отжига. В настоящей работе исследовалось развитие рельефа поверхностей подложек GaAs(111)A и (111)B в условиях ленгмюровского испарения (отжиг подложек в вакуум) с помощью моделирования методом Монте-Карло, используя предложенную ранее модель [3].

Рассматривались поверхности GaAs(111)A и (111)B, отклоненные в трех направлениях из семейств <112> и <011> на углы 1 – 6º. Диапазон температур отжига составлял 800–1000 К, для анализа развития рельефа поверхности до и после формирования капель галлия. В зависимости от направления разориентации подложек (111)A получен разный профиль ступеней: на поверхностях разориентированных вокруг направления $[\bar{1}\bar{1}2]$ ступени в процессе отжига приобретают пилообразный профиль; отклонение вокруг $[0\bar{1}1]$ дает зигзагообразный профиль ступеней; при разориентации вокруг $[1\bar{1}0]$ ступени гладкие и прямые. При температурах отжига, превышающих величины температуры конгруэнтного испарения T_c (температуры, начиная с которой скорость испарения мышьяка выше скорости испарения галлия), на поверхностях наблюдалось формирование капель галлия и их направленное движение. Получено, что направление движения капель меняется при изменении направления разориентации подложки. Показано, что величина T_c для подложек GaAs(111)A уменьшается более, чем на 100º при изменении направления разориентации поверхности с $[1\bar{1}0]$ на $[0\bar{1}1]$ (угол отклонения поверхностей 2.6º). Это объясняется влиянием структуры ступеней на поверхностную концентрацию атомов галлия и, соответственно, на формирование капель галлия. Обнаружено, что вблизи капель галлия формируются локальные эшелоны ступеней (Рис.1). Эшелонирование в процессе отжига происходит благодаря тому, что капли галлия задерживают испарение ступеней вицинальной поверхности GaAs(111).

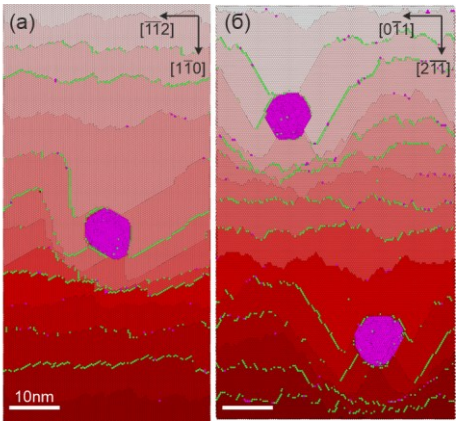


Рис. 1. Виды сверху модельных поверхностей GaAs(111)A с углом разориентации 3° после отжига при T = 920 K.

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ.

[1] J. Wu et al., PLOS One, 6, 1 (2011).
[2] D. M. Kazantsev et al., Phys. Scr, 98, 035702 (2023).
[3] A. Spirina et al., Appl. Surf. Sci., 540, 148281 (2021).

Взаимосвязь электрических свойств и фотоэлектрических параметров в пленках сульфида свинца, легированных галогенами

Чарикова Т.Б.[1], Павлова А.Ю.[1], Попов М.Р.[1], Поздин А.В.[2], Смольников М.И.[3], Маскаева Л.Н. [2,3]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, д.18*
[2]*УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,* 620002, *г. Екатеринбург, ул. Мира, д.19*
[3]*Уральский институт ГПС МЧС России, 620062, г. Екатеринбург, ул. Мира, д.22*

В качестве активных элементов для регистрации излучения ИК-диапазона перспективным в ряду узкозонных полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ является сульфид свинца, работа которого основана на внутреннем фотоэффекте. Развитие инфракрасной техники тесно связано с изучением явлений как в объеме, так и на поверхности полупроводников.

Целью нашей работы было выявить взаимосвязь между основными параметрами фотопринимающих устройств на основе пленок PbS, легированных йодом и бромом в процессе химического осаждения (вольтовой чувствительностью U_s, постоянной времени τ и удельной обнаружительной способностью *D**), и параметрами твердого тела – концентрацией основных носителей заряда и временем жизни свободных носителей заряда, а также ролью и особенностями поверхностного слоя пленок в результате анализа электрофизических и вольт-амперных характеристик.

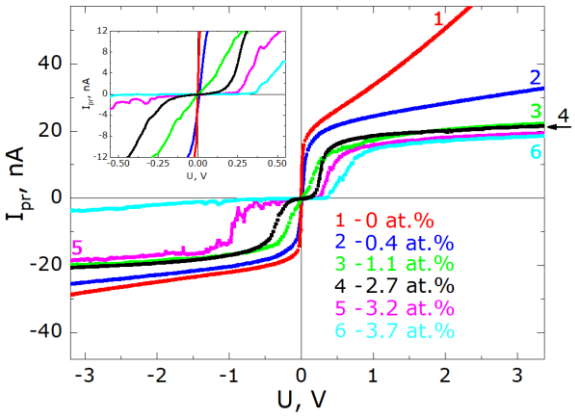


Рис. 1. Локальные ВАХ для нелегированной пленки PbS (1) и пленок PbS(I)), содержащих йод, %: 0.4 (2); 1.1 (3); 2.7 (4); 3.2 (5) и 3.7 (6), при T = 300 K.

Установлено, что содержание йода 2.7 ат% в пленках PbS является критическим: изменяется тип носителей заряда с электронов на дырки и резко снижается подвижность носителей заряда, что связано с оптимальной концентрацией акцепторных вакансий, устанавливающих равновесие концентраций электронов и дырок [1]. Увеличение содержания йода в пленках PbS приводит к нелинейным зависимостям микроскопических характеристик и фотоэлектрических параметров пленок PbS(I) - происходит резкое снижение коэффициента диффузии и увеличение времени жизни носителей заряда при содержании йода в пленке, равном 2.7 ат%. Это содержание йода в пленке сульфида свинца обеспечивает максимум вольтовой чувствительности и удельной обнаружительной способности, указывая на оптимальную концентрацию йода в пленке PbS(I) [2].

Обсуждается влияние легирования бромом на электрические свойства и фотоэлектрические параметры пленок PbS(Br).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] L.N. Maskaeva, et al., Physical chemistry chemical physics, ***26****, 10641 (2024).*
[2] T.B. Charikova et al., Thin Solid Films, 840, 140917 (2026).

К вопросу о «пиннинге» уровня Ферми в полупроводниках

Шульман А.Я.

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН – Москва, 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7

В данной работе сделана попытка исследовать возможность существования локализованных на интерфейсе вакуум-полупроводник состояний с помощью уравнения эффективной массы (УЭМ) для многозонных гамильтонианов.Такое уравнение получается, если произвести подстановку $\mathbf{k} \to -i\partial/\partial\mathbf{r}$, $E \to E - U$, где U - потенциал возмущения, в закон дисперсии, который можно представить в виде $k^2 = G(E)$ [1,2]. Здесь G считается известной функцией. Граничные условия для решений УЭМ и их производных на интерфейсе $z = 0$ берутся в виде непрерывности функций и нормированных на эффективную массу производных.

Если рассматривать область энергий в нижней части запрещённой зоны, где в качестве базиса для вывода УЭМ используются функции Блоха валентной зоны, то отрицательная эффективная масса в равенстве производных допускает существование локализованного около границы решения с постоянными затухания κ, q .Подстановка соответствующих выражений в граничное условие задаёт связь между двумя постоянными затухания. Выражая квадрат констант затухания через общую для обеих сред энергию E с помощью дисперсионных уравнений для вакуума и полупроводника, получаем уравнение, определяющее энергию локализованного состояния. Потенциальная энергия электрона в вакууме взята в виде $\chi + E_g$, где χ - сродство к электрону полупроводника, так как $E_v = 0$.

Уравнение для энергии связи было решено при $\mathbf{k}_\parallel = 0$ для двух известных спектров многозонных гамильтонианов – трёхзонного Кэйна (c, hl, so) и двухзонного Латтинжера (hl, hh), взятых из [3]. Параметры расчёта из [4] и результаты представлены в таблице с очевидной привязкой обозначений.

Таблица 2. Результаты расчета энергии поверхностных состояний (T = 0 K)

Материал	E_g, *эВ*	Δ, *эВ*	χ *эВ*	γ_1	γ	m_{hl}/m_0	$E^{(K)}_{ss}$ *эВ*	$E^{(L)}_{ss}$ *эВ*
InSb	*0.235*	*0.81*	*4.59*	*34.80*	*15.54*	*0.015*	*0.117*	*0.108*
InAs	*0.417*	*0.39*	*4.90*	*20.40*	*9.10*	*0.026*	*0.210*	*0.185*
GaSb	*0.812*	*0.76*	*4.06*	*13.40*	*5.37*	*0.041*	*0.407*	*0.322*
GaAs	*1.519*	*0.34*	*4.07*	*6.98*	*2.50*	*0.083*	*0.781*	*0.584*
InP	*1.423*	*0.108*	*4.38*	*5.08*	*1.83*	*0.114*	*0.764*	*0.612*
Ge	*0.744*	*0.29*	*4.00*	*13.38*	*5.11*	*0.042*	—	*0.225*

При $\mathbf{k}_\parallel \neq 0$ получаем вблизи поверхности двумерную подзону с отрицательной эффективной массой и вершиной при E_{ss}. Может ли заполнение этой подзоны электронами в n-типе полупроводника приводить к эффектам типа пиннинга уровня Ферми требует дальнейшего исследования.

[1] А.Я. Шульман, Скалярное уравнение метода эффективной массы в kp-теории полупроводников,Тезисы XI РКФП С-Пб, с.269 (2013).

*[2] А.Я. Шульман, Д.В. Посвянский, ЖЭТФ, **157**, 1072 (2020) .*

[3]В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Яссиевич, Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках,ФТИ им. Иоффе РАН, С.-Петербург (1997).

*[4]I.Vurgaftman et al.,J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001);*

Уравнение эффективной массы в двухзонной модели Кэйна и метод огибающих функций

Шульман А.Я.

ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН – Москва, 125009, Москва, ул. Моховая 11, корп.7

При решении задачи о 2D энергетическом спектре электронов в обогащённом слое на поверхности полупроводника n-типа с непараболическим законом дисперсии $E(\mathbf{k})$ выяснилось, что метод огибающих функций Латтижера-Кона (Л-К) неприменим к полуограниченным системам с поверхно-стью. Наиболее широко в задачах, в которых следует учитывать несколько энергетических зон по-лупроводника, применяется метод огибающих функций. Он основывается на разложении собственных функций возмущённого гамильтониана по ортонормированному базису функций Л-К $\chi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ (n – номер зоны). При переходе к координатному представлению задача сводится к решению системы уравнений относительно функций $F_n(\mathbf{r})$, которые играют роль коэффициентов разложения при записи решения в виде $\Psi(\mathbf{r}) = \sum_n F_n(r) u_{n0}(\mathbf{r})$ и получили название огибающих. Однако в задаче о поверхности полуограниченного кристалла все искомые функции определены на полуоси $[0,\infty)$, где, как показано, функции $\chi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ не образуют ортогонального базиса. Они также не могут быть подчинены заданному граничному условию в нуле, что, возможно, является причиной известных проблем с граничными условиями для огибающих. Найдено уравнение, для которого функции $\chi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ есть решения. Показано, что соответствующая краевая задача на полуоси не является самосопряжённой, поэтому полнота функций Л-К остаётся под вопросом. Важно также, что эффективный гамильтониан $E(-\mathrm{i}\nabla)$ есть иррациональная функция, которую определяют разложением $E(\mathbf{k})$ в ряд по степеням $\mathbf{k}$. Такое разложение из-за непараболичности спектра повышает порядок дифференциального уравнения, что нежелательно.

Для устранения этих проблем в двухзонном приближении **kp** -теории Кэйна развит новый метод вывода УЭМ в кристалле, возмущённом плавным потенциалом $U(\mathbf{r})$. Собственные состояния $\Psi_E(\mathbf{r})$ одноэлектронного гамильтониана разлагаются по базису из функций Блоха для зоны проводимости $\psi_{c\mathbf{k}}$ и валентной зоны легких дырок с последующим выводом однозонного УЭМ в координатном представлении для проекции $\Phi_{cE}(\mathbf{k}) = <\psi_{c\mathbf{k}}\Psi_E>$. В нулевом приближении по $\nabla U(\mathbf{r})$ УЭМ получается из уравнения дисперсии $F(E,\mathbf{k})\Phi_{cE}(\mathbf{k}) = 0$ подстановкой $\mathbf{k} \to -\mathrm{i}\nabla_{\mathbf{r}}$ и $E \to E - U(\mathbf{r})$ уравнение $F(E,\mathbf{k}) = 0$, корни которого определяют зонный спектр $E(\mathbf{k})$, F есть рациональный полиномом от переменных $E,\mathbf{k}$, что снимает вопрос об операторной форме $F(E,\mathbf{k})$ в $\mathbf{r}$-представлении. При выводе используется математический аппарат обобщённого гильбертова пространства, которое включает в себя собственные функции непрерывного спектра и задаётся определением скалярного произведения в пространстве обобщённых функций умеренного роста.

Первоначальный вывод уравнения эффективной массы для непараболической зоны проводимости был представлен в [1]. Детали численного решения обсуждаются в [2] при расчёте двумерного спектра электронов в обогащённом слое на поверхности *n*-InAs.

[1] А. Я. Шульман.Тезисы XI РКФП, СПб (2013), с. 269
*[2]А.Я. Шульман, Д.В. Посвянский., ЖЭТФ, **157**, 1072 (2020)*

Магнитосопротивление и эффект Холла в многослойном CVD графене

Шуплецов А.В.[1], Банников М.И.[1], Прудкогляд В.А.[1], Литун Я.Б.[2], Бочаров А.Ю.[2], Кунцевич А.Ю.[1]

[1]*ФИАН, 119991, г. Москва, пр-кт Ленинский, д.53*
[2]*АО «Сканда Рус» 143403, Московская Область, г.о. Красногорск, г Красногорск, ул Речная, влд. 8, ком. 9, 10*

Получение в 2004 году на подложке изолированного моноатомного слоя углерода [1] – графена – породило всплеск интереса к этому материалу, который не прекращается до сих пор. С пионерских работ по исследованию свойств графена шла речь о потенциальном применении этого материала в различных приборах – детекторах излучения, датчиках магнитного поля и т.д. Однако хрупкость и чувствительность графена к поверхностным факторам ограничивает применение одноатомного слоя, что определяет интерес и к тонким слоям графита [2]. Многослойные плёнки позволяют объединить два фактора: они, во многом, сохраняют уникальные свойства монослоя, однако являются гораздо более устойчивой системой по отношению к внешним факторам. В качестве потенциальных элементов устройств наиболее технологичными и масштабируемыми являются пленки многослойного графена, полученные химическим осаждением из газовой фазы (CVD).

В нашей работе мы выполнили исследование транспортных свойств многослойных (~30нм) плёнок графена, выращенных методом CVD. Исследования проводились в диапазоне температур 0.3-300К и в магнитных полях до 16Т. Плёнки имеют большое магнетосопротивление, что делает обоснованным их применение в качестве датчиков магнитного поля [3]. Имеется небольшой отклик на затворное напряжение, что согласуется с более ранними работами [4], где этот эффект описывается в рамках изменения свойств электронов в поверхностном слое плёнок.

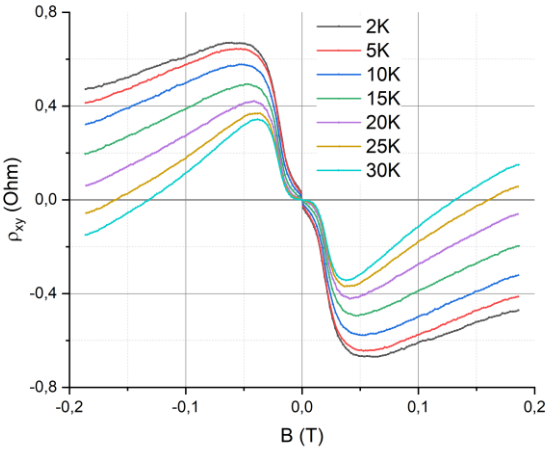


Рис. 1. Поперечное сопротивление многослойного графена при различных температурах.

Поперечное сопротивление плёнок нелинейно по магнитному полю, что подтверждает, что графит является полуметаллом [5]. Однако в низких температурах возникает очень сильная нелинейность в малых магнитных полях (до 0.1Т) с сильной температурной зависимостью (см. Рис. 1), что свидетельствует о роли электронных корреляций в природе данного эффекта.

Работа поддержана грантом РНФ 25-42-01036.

*[1] Novoselov K.S. et al. Science, **306**, 666 (2004)*
*[2] Ohashi Y. et al. Tanso, **1997**, 235 (1997)*
*[3] Yin J. et al. Nature Physics, **15**, 437 (2019)*
*[4] Morozov S.V. et al. Physical Review B, **72**, 201401 (2005)*
*[5] Ohashi Y. et al. Tanso, **2000**, 410 (2000)*

Секция 3

Двумерные и одномерные системы, **гетероструктуры,** гибридные структуры, **сверхрешетки:** структурные, электронные, магнитные и оптические свойства, электронный транспорт, туннелирование, локализация, плазмоны, квантовый эффект Холла, корреляционные эффекты.

Диссипативное управление откликом в майорановской проволоке

Аксенов С.В.[1], Шустин М.С.[1,2,3], Бурмистров И.С.[1,2,4]

[1]*ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, пр. ак. Семенова, д. 1А*
[2]*ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38*
[3]*НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31*
[4]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20*

На сегодняшний день большое внимание уделяется диссипативной инженерии квантовых систем. Одна из ее целей — создание неравновесных стационарных состояний с заданными характеристиками, порой уникальных, недостижимых в равновесных условиях [1].

В докладе будут представлены результаты исследования влияния диссипации на транспортные свойства квантовой проволоки, содержащей майорановские состояния [2]. Предполагается, что проволока помимо локального обмена частиц с ферми-контактами также нелокально взаимодействует с окружением (баней). Последнее учитывается в рамках уравнения Горини-Коссаковского-Сударшана-Линдблада (ГКСЛ) на матрицу плотности системы (проволока+контакты). При этом диссипативное слагаемое, отвечающее за неунитарную компоненту эволюции матрицы плотности, задается линейными прыжковыми операторами (операторами Линдблада),

$$L = \sum_n (\mu_n c_n + \nu_n c_n^+),$$

где μ_n, ν_n – амплитуды потери и накачки электрона на n-ом узле вследствие взаимодействия с баней. Будет обсуждаться вопрос о том, как изменение свойств неравновесного стационарного состояния отражается на поведении дифференциальной проводимости (кондактанса). В качестве примера на рисунке 1 приведена зависимость кондактанса единственного нормального ферми-контакта, подключенного слева к проволоке Китаева [3], от напряжения смещения, $G_1(V)$, при $L = L^+$. Обнаружено, что в случае комплексных (действительных) амплитуд μ_n, ν_n неравновесное стационарное состояние невырождено (двукратно вырождено), а кондактанс при $V=0$ квантован (неквантован). Обнаруженный эффект объясняется нелокальностью (локальностью) возбуждения с нулевой энергией, которое реализуется в открытой системе (проволока+баня) в отсутствии контакта.

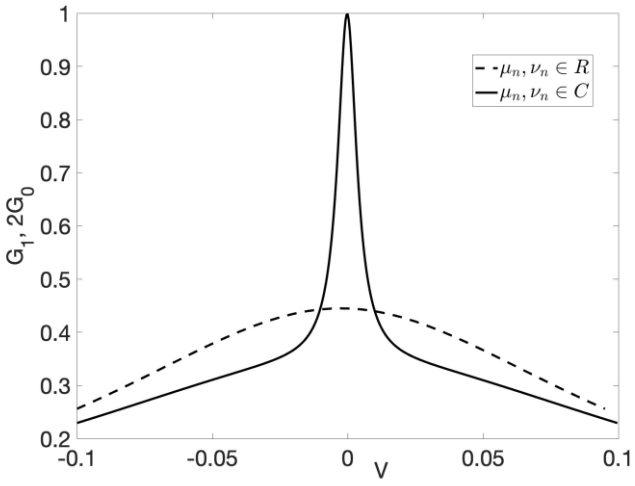


Рис. 1. Зависимость кондактанса единственного нормального ферми-контакта, подключенного слева к цепочке Китаева [3], от напряжения смещения, $G_1(V)$, в случае эрмитовой бани. Штриховая (сплошная) кривая отвечает действительным (комплексным) амплитудам диссипативных процессов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 26-12-00052).

*[1] S. Diehl et al., Nat. Phys., **7**, 971 (2011).*
*[2] S.V. Aksenov et al., Phys. Rev. B, **113**, 075428 (2026).*
*[3] A.Yu. Kitaev, Phys. Usp., **44**, 131 (2001).*

Влияние легирования на оже-рекомбинацию в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe

Алешкин В.Я.[1,2], Дубинов А.А.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*

Недавно были достигнутые значительные успехи в создании лазеров на основе узкозонных квантовых ям (КЯ) HgTe с использованием оптического возбуждения [1-2]. В связи с этим возникает потребность в поиске путей понижения пороговой плотности мощности накачки для улучшения характеристик лазеров на таких структурах. Хорошо известно, что в узкозонных полупроводниковых лазерах основным механизмом безызлучательной рекомбинации, который препятствует лазерной генерации, является оже-рекомбинация. Поэтому для снижения пороговой мощности возбуждения необходимо уменьшить темп оже-рекомбинации.

В настоящей работе показано, что в нелегированных узкозонных КЯ на пороге лазерной генерации основным механизмом безылучательной рекомбинации является оже-рекомбинация с участием двух дырок, в результате которой одна из дырок переходит в более низкую подзону размерного квантования в валентной зоне. Причем разница в темпах оже-рекомбинации с участием двух электронов и двух дырок отличается более чем на порядок в широком температурном интервале.

Увеличение концентрации электронов в КЯ за счет легирования структуры донорами приводит к увеличению темпа оже-рекомбинации с участием двух электронов и уменьшению темпа оже-рекомбинации с участием двух дырок на пороге лазерной генерации. Поскольку при отсутствии легирования донорами темп оже-рекомбинации с участием двух дырок выше, то существует интервал концентраций равновесных электронов в котором суммарный темп оже-рекомбинации ниже, чем в нелегированных структурах. Кроме того, существует концентрация равновесных электронов при которой темп суммарной оже-рекомбинации минимален.

Для иллюстрации этого утверждения на рисунке 1 приведены вычисленные зависимости темпа оже-рекомбинации на пороге лазерной генерации от концентрации равновесных электронов в 5.5 нм КЯ HgTe, окруженной $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$. Сплошная линия соответствует суммарной оже-рекомбинации, штриховая — оже-рекомбинации с участием двух дырок, штрих пунктирная — оже-рекомбинации с участием двух электронов. Эта КЯ имеет ширину запрещенной зоны 50 мэВ при T = 100 К.

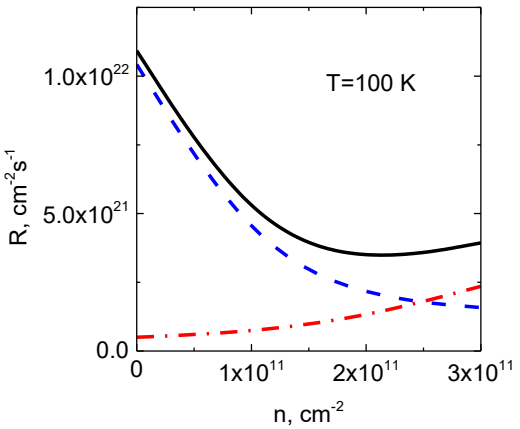


Рис. 1. Зависимость темпа оже-рекомбинации от концентрации равновесных электронов на пороге лазерной генерации в 5.5 нм КЯ HgTe.

В работе найдены зависимости темпа оже-рекомбинации на пороге лазерной генерации от концентрации равновесных электронов в КЯ с ширинами запрещенных зон 35 и 50 мэВ при различных температурах. Определены концентрации электронов, соответствующие минимальным значениям темпа оже-рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310-П.

[1] A.A Razova et al., Appl. Phys. Lett., ***126****, 121102 (2025).*
[2] V.V.Rumyantsev et al., Appl. Phys. Lett., ***124****, 161111 (2024).*

Зонная структура квазиодномерной планарной топологической сверхрешётки

Алисултанов З.З.

МФТИ, Физтех, 141701, г. Москва, Россия

Одной из горячих тем физики конденсированных сред сейчас является искусственное конструирование топологических систем — гетероструктур (см., например, [1, 2] и ссылки в них). В таких системах взаимодействие топологии, симметрии и геометрии приводит к возникновению новых явлений, выходящих за рамки внутренних свойств составляющих их материалов.

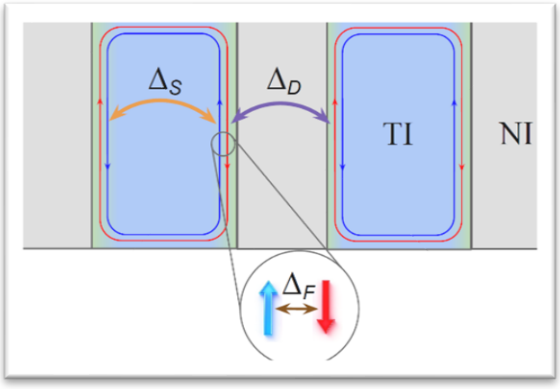


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой модели – квазиодномерная лента, состоящая из чередующихся сегментов двумерного топологического изолятора (ТИ) и нормального изолятора (НИ). Магнитные примеси (зелёные) присутствуют на каждом интерфейсе ТИ-НИ. Эффективная связь между встречно распространяющимися краевыми модами описывается гамильтонианом сильной связи с параметрами прыжков, определёнными следующим образом: Δ_S (туннелирование через сегмент ТИ), Δ_D (туннелирование через сегмент НИ) и Δ_F (туннелирование с переворотом спина на краю).

Мы теоретически исследовали квазиодномерную магнитную гетероструктуру, состоящую из чередующихся полос двумерных топологических и обычных изоляторов (Рис. 1). Её низкоэнергетическая физика описывается гибридным гамильтонианом, объединяющим модели Су–Шриффера–Хигера и Шокли, с жесткой связью спина и импульса и локальным зеемановским расщеплением. Симметрийный анализ относит эту систему к классу AIII, характеризующемуся киральной симметрией и Z-топологическим инвариантом. Вычисление числа намотки (winding number) на основе блочно-недиагональной структуры гамильтониана выявляет топологические фазы с инвариантами $\nu = 0, 1, 2$. Кроме того, одиночный магнитный дефект выступает в роли чувствительного локального зонда: его внутрищелевой спектр даёт спектроскопический «отпечаток пальца», позволяющий различать топологические фазы. Расширение данной платформы на многослойную геометрию обнаруживает несимморфную проективную симметрию, которая приводит к топологии ленты Мёбиуса, при этом полная зона Бриллюэна компактифицируется в бутылку Клейна. Наша работа создаёт платформу для реализации топологии высшего порядка с помощью дизайна магнитных гетероструктур.

1. Z.Z. Alisultanov, A. Kudlis, Phys. Rev. B 109, 165141 (2024)
2. Z.Z. Alisultanov, A. Kudlis, Phys. Rev. B 112, 205108 (2025)

Термоэлектрические свойства графена в условиях сильного электрон-дырочного рассеяния

Атласов В.Р., Свинцов Д.А.

МФТИ, 141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

В сверхчистых двумерных материалах с линейным спектром, таких как графен, частота столкновений между носителями заряда может значительно превышать частоту их столкновений на примесях и фононах, что приводит к гидродинамическому режиму транспорта [1]. В данной работе теоретически исследуются термоэлектрические свойства графена при одновременном действии межчастичного рассеяния и рассеяния на примесях и фононах: коэффициент Зеебека S и теплопроводность $\varkappa$ [2]. Хотя изменение коэффициента Зеебека при переходе в гидродинамический режим изучено теоретически и экспериментально [3], развитая теория относилась лишь к монополярному случаю и не учитывала рассеяния электронов на дырках, сильное вблизи точки нейтральности. В данной работе мы восполняем указанный пробел и развиваем теорию термоэлектрических свойств графена при электрон-дырочном рассеянии. Основным результатом является усиление коэффициента Зеебека S при небольшой отстройке химического потенциала $\Delta\mu \ll k_B T$ от точки нейтральности. Максимальное значение коэффициента Зеебека может быть оценено в модели двухжидкостной гидродинамики и имеет порядок

$$|S_{peak}| \sim \frac{k_B}{e} \cdot \sqrt{r}, \qquad (1)$$

где $r = \tau_{ext}/\tau_{e-h}$, τ_{ext} — время свободного пробега, ограниченное беспорядком и фононами, τ_{e-h} — время свободного пробега, ограниченное электрон-дырочными столкновениями.

Для расчета термоэлектрических свойств при произвольном соотношении τ_{ext} и τ_{e-h} построена аналитически разрешимая модель на основе кинетического уравнения с модельным интегралом межчастичных столкновений (обобщённое приближение времени релаксации, GRTA) [4]. При росте соотношения τ_{ext}/τ_{e-h} коэффициент Зеебека непрерывно растет: вдали от точки нейтральности он насыщается на универсальном пределе Томсона, а вблизи точки нейтральности продолжает расти согласно уравнению (1), см. рис. 1(а). Электронная теплопроводность $\varkappa$ как функция энергии Ферми имеет нетривиальные минимумы по обе стороны от точки нейтральности, рис. 1(б). В этих минимумах влияние межчастичных столкновений на перенос тепла является наиболее выраженным.

Работа поддержана грантом РФ № 21-79-20225-П.

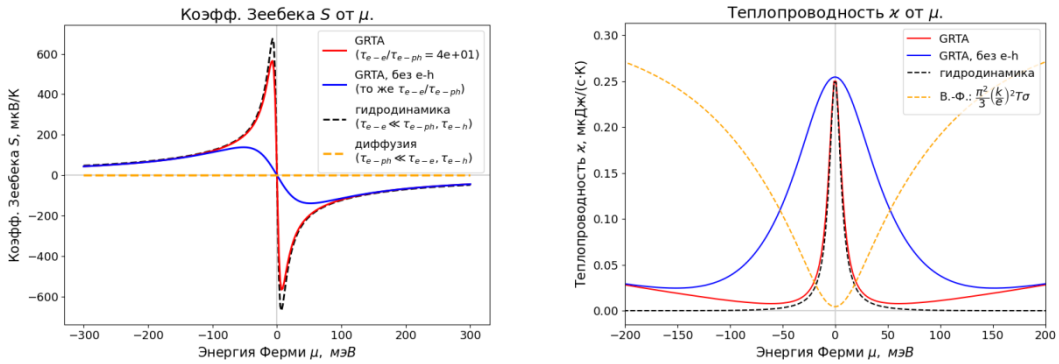


Рис. 1. Термоэлектрические характеристики в зависимости от уровня Ферми μ. (а): коэффициент Зеебека S; (б): теплопроводность $\varkappa$ в сравнении с законом Видемана-Франца.

*[1] D. Svintsov, Phys. Rev. B, **97**, 121405(R) (2018).*
*[2] M. Massicotte et al., Nanoscale, **13**, 8376 (2021).*
*[3] F. Ghahari et al., Phys. Rev. Lett., **116**, 136802 (2016).*
*[4] D. Svintsov et al., J. Appl. Phys., **111**, 083715 (2012).*

Нелинейный электронный транспорт в теллурене

Бельков В.В.[1], Молдавская М.Д.[2], Голуб Л.Е.[2], Ганичев С.Д.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*Университет Регенсбурга, 93053, Regensburg, Germany, Universitätsstr. 31*

Теллурен представляет собой двумерную модификацию теллура. Изучение электронного транспорта является основным инструментом исследования этого нового материала ван дер Ваальса. Однако недавно в теллурене наблюдался и нелинейный транспорт: был обнаружен нелинейный эффекта Холла, проявляющийся в появлении перпендикулярной электрическому полю E_x компоненты постоянного тока $J_y \propto E_x E_x$.. Исследование таких эффектов при приложении высокочастотного – например, терагерцового – электрического поля позволяет выявить ранее не наблюдавшиеся эффекты и открывает новые возможности для изучения нелинейного транспорта: использование этой методики делает вохможным наблюдение фототоков, чувствительных к ориентации переменного электрического поля, а также к направлению его вращения.

В данной работе представлены результаты исследования явлений нелинейного электронного транспорта в теллурене, наблюдаемых при воздействии терагерцового излучения при комнатной температуре. В наших экспериментах результирующий постоянный ток возникает как отклик второго порядка на высокочастотное поле $E_\omega(t)$.

Исследованные образцы были расположены на окисленной кремниевой подложке и снабжены нижним затворным контактом. При $T = 300$ К и затворном напряжении $U_{BG} = 20$ В концентрация носителей заряда составляла примерно 10^{13} см$^{-2}$, подвижность (как электронов, так и дырок) достигала величины 600 см^2/(В·с). Для возбуждения фототоков использовалось терагерцовое лазерное излучение с частотой 2.54 ТГц (мощность падающего на образец непрерывного излучения $P \approx 10$ мВт). Состояние поляризации возбуждающего излучения варьировалось с помощью вращающихся $\lambda/2$ или $\lambda/4$ пластин. В начальном состоянии ($\alpha = 0$, $\varphi = 0$) высокочастотное электрическое поле излучения E_x было направлено поперек холловского мостика.

Были обнаружены компоненты фототока, зависящие как от степени циркулярной поляризации возбуждающего излучения, так и от ориентации электрического поля линейно поляризованного излучения. Также регистрировался и независящий от поляризации фототок. Генерируемые под действие терагерцового излучения фототоки измерялись в двух направлениях: вдоль холловского мостика (J_y) и перпендикулярно ему (J_x). Показано, что все вышеупомянутые вклады могут существенно изменяться при варьировании величины затворного напряжения. Фототоки, индуцированные и циркулярно-, и линейно- поляризованным излучением, наблюдались в обоих – x и y –направлениях и во всем диапазоне прикладываемого затворного напряжения. При возбуждении лево- и право- циркулярно поляризованным излучением фототоки имеют разные величины, а при некоторых значениях U_{BG} меняется и направление тока.

Рассмотрены микроскопические механизмы генерации фототоков, генерируемых в теллурене в условиях внутриподзонного (Друде) поглощения излучения различной поляризации.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-62-00010.

*[1] M. Moldavskaya et al., Nano Lett., **25**, 476 (2025).*

Роль межчастичных столкновений в транспортных свойствах двухкомпонентных двумерных электронных систем

Колотаева Е.Е.[1,2], **Боев М.В.[1,2]**, Кибис О.В.[2]

[1] *Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск*
[2] *Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск*

В физике полупроводников и твердотельных наноструктур распространены системы, в которых проводимость обеспечивается несколькими типами носителей заряда. Включение дополнительных каналов рассеяния между частицами разного типа кардинально меняет характер экспериментального проявления внутренних взаимодействий в системе. В многозонных структурах инвариантность системы относительно преобразований Галилея оказывается нарушенной, вследствие чего роль электрон-электронного взаимодействия в отклике системы на внешние возмущения становится существенной. Кроме того, существует условие, при котором электрон-электронное взаимодействие дает вклад в проводимость даже в однокомпонентных электронных системах с параболическим спектром, а именно, зависимость времени релаксации электронов на дефектах кристаллической решетки и примесных центрах от импульса (или энергии). Как правило, при описании двухкомпонентных систем ограничиваются использованием постоянных времен релаксации электронов на примесном беспорядке, однако, предпринимаются и более точные подходы, включающие в рассмотрение экранированные кулоновские примеси [1]. Встает интересный вопрос: какими свойствами обладает система, удовлетворяющая двум условиям ненулевого вклада межэлектронного рассеяния в проводимость: наличие двух типов электронов с параболическим энергетическим спектром и зависимое от энергии время их релаксации – если при этом полагать экранировку потенциала кулоновских примесей и электрон-электронного взаимодействия полностью подавленной.

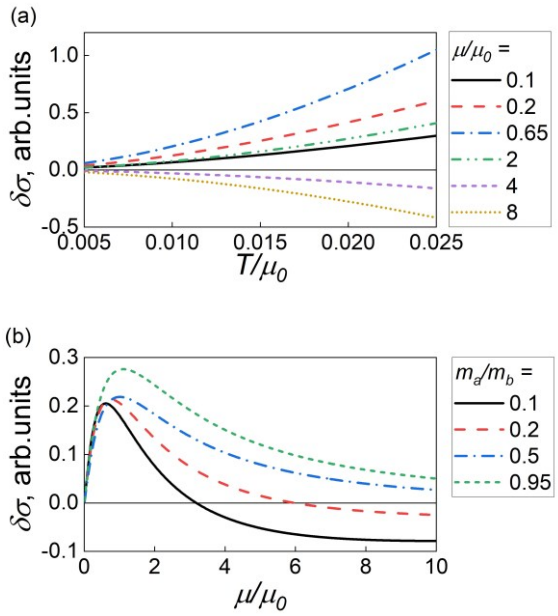


Рис. 1. Поправка к проводимости, обусловленная электрон-электронным рассеянием, в зависимости от температуры (a) и энергии Ферми (b). m_a и m_b – эффективные массы электронов, μ_0 – значение энергии Ферми, при котором времена релаксации электронов на короткодействующих дефектах и кулоновских примесных центрах равны.

Теоретическое исследование вклада кулоновского межэлектронного взаимодействия в проводимость двумерной системы электронов с двумя различными эффективными массами показал [2], что в отличие от процессов рассеяния на примесях, в которых различие эффективных масс проявляется слабо, поправка к проводимости со стороны электрон-электронного рассеяния оказывается крайне чувствительной к параметрам наноструктуры (Рис. 1b). При значительном различии эффективных масс электронов низкотемпературная асимптотика вклада электрон-электронного взаимодействия в проводимость имеет вид $\sim T^2 \ln T$ (Рис. 1a), при этом знак данного вклада определяется положением уровня Ферми и характеристиками беспорядка в системе.

*[1] E.H. Hwang, S. Das Sarma. Phys. Rev. B **67**, 115316 (2003).*
*[2] Колотаева Е.Е., Боев М.В. ФТТ **67**, 1870 (2025).*

Теория низкоразмерных двумерных систем с субволновым масштабом

Брагинский Л. С.[1,2], Энтин М. В.[1],

[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, Новосибирск 630390*

[2]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск 630390*

Рассмотрен ряд физических задач, которые могут быть сведены к двумерному уравнению Лапласа с соответствующей границей. Найдены его точные решения методом конформных отображениий. Получен коэффициент прохождения через сужения узких квантовых полосок, а также изучено прохождение заквантованных двумерных электронов через пересечение таких полосок. Предполагается, что ширина полосок меньше длины волны электрона, вследствие чего они являются туннельными проводниками. В этом предположении уравнение Шредингера сводится к уравнению Лапласа, которое может быть решено с помощью конформных отображений. Найдены трансмиттансы Т и Х-образных пересечений квантовых проводников.

Кроме того, изучаются решения уравнений Лапласа и волнового уравнения в системах с субволновой одномерной шероховатостью поверхности. К этой формулировке сводятся различные физические задачи с такими границами. Показано, что такую шероховатую границу можно заменить плоской, однако сдвинутой относительно среднего положения поверхности. Это справедливо, если шероховатости малы, хотя могут быть не гладкими. Определена эффективная емкость плоского конденсатора с неровной границей. Найдено удельное сопротивление шероховатого проводящего слоя. Исследованы отражение электромагнитной волны от металлической шероховатой поверхности, ламинарное гидродинамическое течение в шероховатой двумерной трубе, краевые эффекты шероховатости границы на электронные состояния в квантовом слое, волновое сопротивление плоского шероховатого волновода.

Разработанный метод дает возможность аналитически решить все эти задачи.

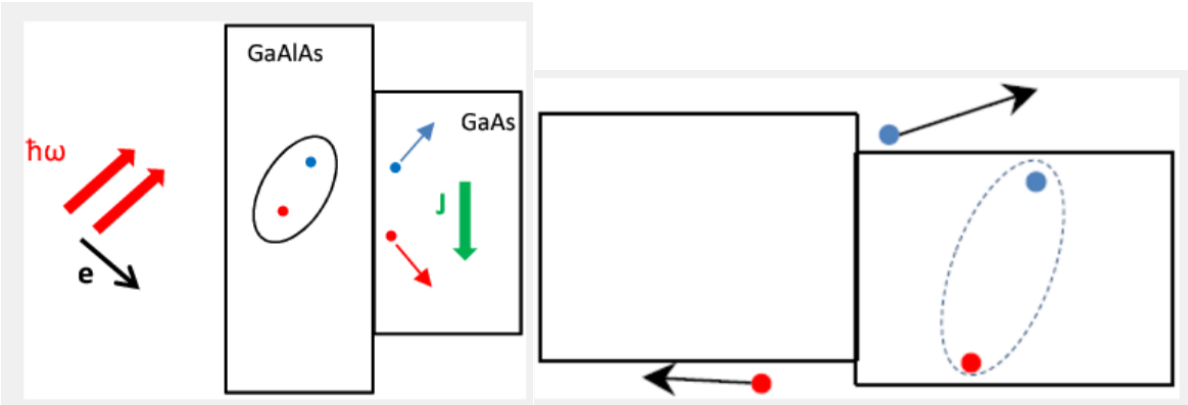
Теория поверхностного фототока в гетеропереходах полупроводников в области экситонного поглощения

Брагинский Л. С.[1,2], Энтин М. В.[1]

[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, Новосибирск 630390*

[2]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск 630390*

Разработана теория поверхностного фототока вдоль границы гетероперехода I или II типов в полупроводнике при оптическом возбуждении экситонов. Фототок возникает за счет оптической ориентации экситонов и последующей их ионизации на гетеропереходе, что приводит к преобразованию анизотропии экситонов в асимметричные функции распределения носителей заряда и току вдоль границы гетероперехода.



Примеры рассматриваемых систем: слева-гетеропереход I рода, справа- гетеропереход II рода.

Вклад экситонов в поверхностный фототок носит резонансный характер, связанный с переходами света в экситонные состояния. Благодаря сильному экситонному поглощению он должен быть сопоставим с током, возникающим при межзонных переходах. Отдельное измерение токов электронов и дырок, а также возможная направленная характеристика таких измерений, позволит изучать тонкую кинетику электронов в полупроводниках. Показано, что возможна также другая реализация эффекта на основе на токе вдоль вдоль слоя Шоттки, либо вдоль $p-n$-перехода. В этих случаях экситон втягивается в область сильного поля, где ионизуется, причем частично сохраняя направление движения вдоль p-n перехода.

Размерное квантование геликонов в 2D электронных системах

Волков В.А.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7*

В последнее время началось интенсивное экспериментальное изучение поперечных электромагнитных волн в двумерных (2D) электронных системах. Полученные результаты нуждаются в теоретическом осмыслении.

Работа посвящена аналитическому теоретическому исследованию свойств (главным образом, частотной дисперсии и особенностей отклика на субтерагерцовое облучение) поперечных и квазипоперечных электромагнитных волн, которые могут существовать в замагниченной электронной плазме 2D электронных систем слоистого типа. Принципиально важным является конечность толщины диэлектрической подложки и радиационный характер упомянутых волн.

Особое внимание уделено исследованию магнитодисперсии 2D геликонов – циркулярно поляризованных электромагнитных волн в нормальном магнитном поле. Для образцов, бесконечных в латеральных направлениях (вдоль осей OX и OY), 2D геликоны образуют семейство квазистоячих волн, медленно распадающихся в вакуум вдоль оси OZ. Конечность толщины диэлектрической подложки приводит к квантованию нормальной компоненты волнового вектора и вещественной части частоты геликона. Прояснены проявления в спектре и отклике геликонов не только циклотронного резонанса и резонанса Фабри-Перо, но и резонанса Фано. Результаты сравниваются с экспериментом.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Мемристоры на основе гексагонального нитрида бора: влияние дефектов, создаваемых сфокусированным ионным пучком

Я. А. Герштейн[1,2], Е. В. Жаркова[2], М. И. Титова[1,2], М. А. Кащенко[1,2], Б. В. Кощей[1,2], Н. С. Жидков[1], А. Р. Ханас[1,2], Е. И. Титова[1,2]

[1]МФТИ, Физтех, 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9
[2]Лаборатория физики программируемых функциональных материалов, ООО «ЦННТ», 127495, город Москва, Долгопрудненское ш, д. 3

Архитектура фон Неймана разделяет блоки хранения и обработки данных, из-за чего при росте объёмов информации ограничивается пропускная способность канала: перенос данных занимает больше времени, чем вычисления. Перспективным решением этой проблемы являются вычисления в памяти на мемристорах – элементах, сопротивление которых изменяется под действием тока. Основные сложности их реализации связаны с низкой воспроизводимостью и формовочным этапом, требующим высоких напряжений, что усложняет интеграцию в вычислительные архитектуры. Ведутся поиски материалов и технологий, обеспечивающих стабильную и энергоэффективную работу, среди которых особый интерес вызывают двумерные ван-дер-ваальсовы материалы, например гексагональный нитрид бора (hBN) в структурах металл-изолятор-металл.

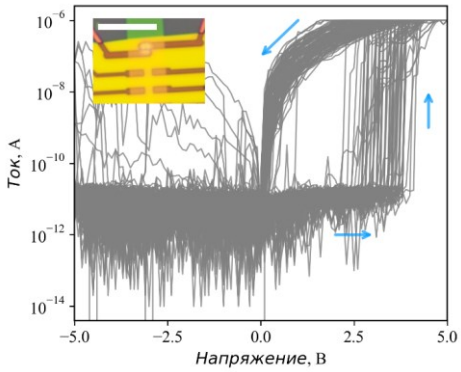


Рис.1. Вольтамперная характеристика (ВАХ) типичных резистивных переключений. На вставке микрофотография образца (масштаб 10 мкм)

В рамках данной работы было исследовано влияние контролируемо созданных дефектов, формируемых сфокусированным ионным пучком, на мемристорные характеристики образцов на основе эксфолиированного hBN. Подобный подход ранее применялся для других материалов и показал улучшение их мемристорных свойств [2–4]. В настоящей работе показано, что имплантация дефектов ионами галлия через верхний электрод приводит к увеличению процента успешно сформированных образцов и снижению напряжения формовки с более чем 25 В до 8 В, что значительно ближе к рабочим напряжениям переключения. При этом статистически значимой зависимости параметров формовки от дозы облучения не наблюдалось. Также не выявлено различий в характеристиках переключения образцов после формовки вне зависимости от наличия предварительного облучения.

Отношение сопротивлений во включенном и выключенном состоянии превышало 10^5, при этом переключения происходили практически без эффекта запоминания состояния. Такие образцы представляют интерес для реализации искусственных нейронов.

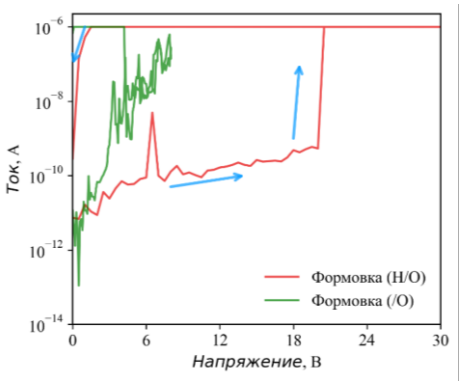


Рис.2. Вольтамперные характеристики формовки необлученного и облученного контактов

[1] D. B. Strukov et al., Nature, 453, 80 (2008).
[2] A. Chouprik et al., ACS Applied Materials & Interfaces, 12, 56195 (2020).
[3] E. Guberna et al., physica status solidi (RRL), 16, 2100485 (2022)
[4] N. Ghazikhanian et al., Appl. Phys. Lett., 123, 123505 (2023)

Управляемый dc током плазменный кристалл: усиление оптического сигнала и срыв в неустойчивость

Горбенко И.В.[1], Качоровский В.Ю.[1]

[1]*ФТИ им. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Пропускание dc тока через 2D систему может приводить как к плазменной неустойчивости (ПН) [1], так и к усилению проходящего через систему излучения [2,5]. Целью данной работы является изучение и систематизация различных механизмов ПН и усиления в латеральном плазменном кристалле (ЛПК), который легко реализуется в системе с двумя решетчатыми затворами, в которой чередуются области длиной L_1 и L_2 с различными плазменными скоростями: $s_2 < s_1$ [3]. Зонной структурой такого ЛПК можно управлять затворными напряжениями, переводя систему в режим слабой ($s_1 - s_2 \ll s_1$), сильной ($s_2 \ll s_1$) или же промежуточной ($s_2 \sim s_1$) связи [5, 6]. Несмотря на ряд теоретических результатов (см. [2-6] и ссылки там) и первые эксперименты [5], эффекты dc тока пока поняты недостаточно.

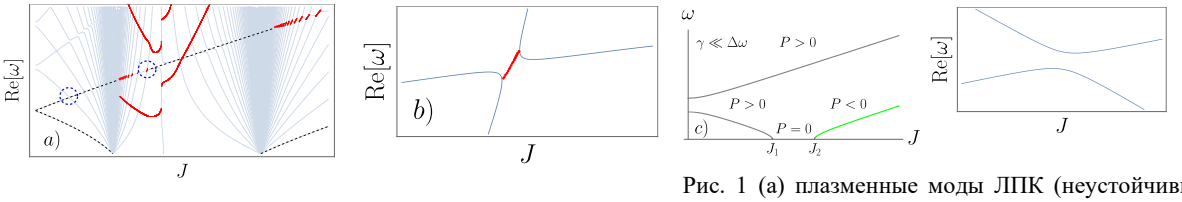


Рис. 1 (a) плазменные моды ЛПК (неустойчивые показаны жирным красным); (b) неустойчивое и устойчивое антипересечения, отвечающие пунктирным кружкам на панели (a); (c) моды, отвечающие за усиление (на панели (a) показаны пунктиром).

В работе изучается общая фазовая диаграмма ЛПК (см. Рис 1a), которая показывает эволюцию различных плазмонных мод $\omega_n(K)$ в центре зоны ($K = 0$) от приложенного dc тока $J = e\,N_1V_1 = e\,N_2V_2$. Выделим три режима: *малый ток* $V_1 < s_1$ и $V_2 < s_2$, *промежуточный ток* $V_1 < s_1$ и $V_2 > s_2$ и *сильный ток* $V_1 > s_1$ и $V_2 > s_2$. Красным выделены неустойчивые ветви. Условия на ПН можно получить, вводя 4 волновых вектора: $q_{1,2}^{\pm} = \omega/(s_{1,2} \pm V_{1,2})$. Показано, что есть два типа ПН. Первый тип связан с наличием антипересечений, которые бывают двух типов: устойчивые и неустойчивые (изображены в увеличенном масштабе на Рис. 1b). Неустойчивые антипересечения (НАП) имеются в режиме промежуточных и сильных токов. НАП решений $q_1^+L_1 + q_2^+L_2 = \pi n$ и $q_1^-L_1 + q_2^-L_2 = \pi m$ реализуются при целых положительными n и целых отрицательных m. Второй тип неустойчивости аналогичен известной неустойчивости Дьяконова-Шура (ДШ) [1] и реализуется в интервале промежуточных токов. В случае сильной связи, когда $s_2 \ll s_1$, условие для неустойчивых частот $(q_1^+ + q_1^-)L_1 = 2\pi n$ похоже на условие неустойчивости ДШ с точностью до чётности квантования мод: $(q_1^+ + q_1^-)L_1 = \pi(2n+1)$ [1]. Инкремент $\lambda = \frac{s_1^2 - V_1^2}{L_1 s_1} \ln\frac{s_1+u}{s_1-u}$ $\left(\lambda = \frac{s_1^2 - V_1^2}{2L_1 s_1} \ln\frac{s_1+V_1}{s_1-V_1}\right.$ в работе [1]$\left.\right)$ и не зависит от номера n. Здесь $u = (s_1^2\,V_1)^{1/3} = (s_2^2\,V_2)^{1/3} \propto J^{1/3}$. Также показано, что ряд мод может отвечать за усиление амплитуды падающей на кристалл волны в определенном интервале токов. На Рис 1c в качестве примера изображены две фундаментальные моды, нижняя из которых переходит в режим усиления (светлый зеленый цвет).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-62-00010.

*[1] M. Dyakonov, M. Shur, Phys. Rev. Lett., **71**, 2465 (1993).*
*[2] S.A. Mikhailov, Phys. Rev. B., **58**, 1517 (1998).*
*[3] V. Kachorovskii, M. Shur, Appl. Phys. Lett., **100**, 232108 (2012).*
*[4] A. Petrov, D. Svintsov, V. Ryzhii, M. Shur, Phys. Rev. B., **95**, 045405 (2017).*
*[5] Boubanga-Tombet S. et al., Phys. Rev. X., **10**, 031004 (2020).*
*[6] I. Gorbenko, V. Kachorovskii, Phys. Rev. B., **110**, 155406 (2024).*

Фазовая диаграмма магнитоэкситонного конденсата

Горбунов А.В.[1], Кулик Л.В.[1]

[1] *ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д.2*

Объект исследования – триплетные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ) в квантово-холловском диэлектрике при электронном факторе заполнения ν=2. ТЦМЭ образован неравновесной электронной вакансией (ферми-дыркой) на полностью занятом нулевом электронном уровне Ландау и возбужденным электроном с перевернутым спином на незаполненном первом уровне Ландау. ТЦМЭ – долгоживущий композитный бозон со спином $S = 1$, а его компонента с проекцией спина S_z=+1 – нижайшее по энергии возбуждение в системе. В симметрично легированной GaAs/AlGaAs квантовой яме шириной 35 нм (концентрация n_e=2·10^{11} см$^{-2}$, подвижность μ_e=1.5·10^7 см^2/В·с) при температурах T<1 K и временах жизни $\tau_{ex} \lesssim 1$ мс в плотном ансамбле ТЦМЭ ($n_{ex} \lesssim$3·10^{10} см$^{-2}$) обнаружено формирование нового состояния электронной материи, названное магнетофермионным (магнитоэкситонным) конденсатом (МЭК) [1]. ТЦМЭ являются «темными»» квазичастицами, которые не взаимодействуют с электромагнитным полем в дипольном приближении. Поэтому в экспериментах для их регистрации используется резонансное отражение света с энергией фотона, соответствующей переходу электрона с нулевого уровня Ландау тяжелой дырки в валентной зоне на уровень неравновесной ферми-дырки в составе ТЦМЭ – фотоиндуцированное резонансное отражение (ФРО) [2]. Появление МЭК сопровождается скачкообразным возрастанием сигнала ФРО при наращивании интенсивности оптической накачки P_{pump} или понижении температуры T. С помощью регистрации этого события удалось построить фазовую диаграмму перехода «газ ТЦМЭ – МЭК» в координатах «T–P_{pump}» в диапазоне 0.53-0.85 K [1]. Особенностью МЭК является способность растекаться из области фотовозбуждения в объем квантово-холловского диэлектрика на макроскопические расстояния. Визуализация растекания показала, что механизм переноса – недиффузионный [3]. Пространственный профиль плотности конденсата описывается ступенчатой функцией: концентрация n_{ex} одинакова во всей области растекания, т.е. МЭК ведет себя как несжимаемая жидкость. В последующем путем определения начала растекания МЭК при фиксировании температуры и наращивании P_{pump} фазовая диаграмма «газ – конденсат» была построена в диапазоне $0.04\ \text{K} \leq T \leq 0.6\ \text{K}$ в координатах «$T - n_{ex}$» [4].

Особенностью МЭК является то, что конденсируются ТЦМЭ не с нулевым импульсом, как в случае бозе-эйнштейновской конденсации, а с обобщенным импульсом q, приблизительно равным обратной магнитной длине l_B («конденсат Питаевского» [5]). В настоящей работе построение фазовой диаграмма МЭК продолжено в область температур до $T \lesssim 1.5$ K с целью детального изучения процессов формирования ансамбля ТЦМЭ в газовой фазе и перехода его в конденсат. Рассмотрены: 1) формирование ансамбля фотовозбужденных ТЦМЭ с импульсами $q \approx 0$; 2) стохастизация ансамбля ТЦМЭ – заполнение энергетического минимума при $q \approx 1/l_B$ за счет экситон-экситонного рассеяния [6]; 3) увеличение плотности ТЦМЭ в минимуме дисперсионной зависимости; 4) конденсация ТЦМЭ.

*[1] L.V. Kulik, A.S. Zhuravlev, S. Dickmann, A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, Nature Commun. **7**, 13499 (2016).*

*[2] L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev, V.B. Timofeev, S. Dickmann, I.V. Kukushkin, Sci. Reports **5**, 10354 (2015).*

*[3] L.V. Kulik, V.A. Kuznetsov, A.S. Zhuravlev, A.V. Gorbunov, V.V. Solovyev, A.S. Zhuravlev, V. B. Timofeev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, Sci. Reports **8**, 10948 (2018).*

*[4] A.S. Koreyev, P.S. Berezhnoy, A.V. Gorbunov, V.V. Solovyev, A.B. Van'kov, L.V. Kulik, V.B. Timofeev, Phys. Rev. B **110**, 165417 (2024).*

*[5] С.В. Иорданский, Л.П. Питаевский, УФН **131**, 293 (1980)*

*[6] S. Dickmann, B.D. Kaysin, JETP Lett. **114**, 585 (2021).*

Критическое поведение проводимости в структуре с двойной квантовой ямой на основе HgTe со слоями критической толщины

Гудина С. В.[1], Брусникова А.А.[1], Неверов В. Н.[1], Шелушинина Н.Г.[1], Михайлов Н.Н.[2]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. академика Лаврентьева, 13*

Квантовый эффект Холла (КЭХ) проявляется в строгом квантовании холловского отклика двумерных (2D) электронных систем, возникающего в результате локализации электронов в неупорядоченном потенциале. Это также одна из важных возможностей для экспериментальной проверки теории локализации Андерсона непосредственно в электронной системе. Переходы между квантово-холловскими жидкостями представляют собой квантовые фазовые переходы между электронными фазами с различными целочисленными холловскими откликами, где критические состояния при дискретных значениях энергии или магнитных полей, в которых находится система, ответственны за изменения топологических инвариантов и перенос заряда. Независимо от модели и особенностей системы, критические явления демонстрируют универсальное поведение, которое удивительно согласуется в различных экспериментах и теориях. Были проведены теоретические исследования, в перколяционной модели, исследование ренормализационной группы, численные расчеты в сетевой модели Чалкера-Коддингтона [1–3] и др., а также экспериментальные исследования [4-8] критических явлений в режиме КЭХ. Однако, несмотря на общую согласованность и соответствие, остаются тонкие противоречия и расхождения относительно критических индексов.

Одним из наиболее важных численных критериев критических явлений в режиме КЭХ является критический индекс ν, который характеризует расходимость длины локализации в критической точке [9]. Значения этого критического индекса были экспериментально получены и для классических полупроводниковых 2D-систем, и для топологически нетривиальных и «хитрых» систем, таких как монослойный и многослойный графен, системы на основе HgTe с инвертированным спектром [4-8]. В данном исследовании рассматривается критическое поведение проводимости в режиме КЭХ еще одной необычной 2D-структуры.

В рамках теории скейлинга проведен анализ температурной эволюции КЭХ в двойной квантовой яме, созданной из двух слоев бесщелевого материала HgTe p-типа с толщиной, близкой к критической 6.3 – 6.5 нм [10], с энергетическим спектром, похожим на спектр двуслойного графена [11]. В структуре наблюдается возвратный переход между плато КЭХ $2 \to 1 \to 2$ и переход $2' \to 1'$, соответствующие существенно разным концентрациям носителей заряда. Обсуждаются особенности критического поведения проводимости на этих переходах, так сравниваются значения критических индексов и температурные интервалы их наблюдения. Следует отметить необычный вид диаграммы скейлинга для возвратного перехода.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] A. M. Pruisken, Nucl. Phys. B 235, 277 (1984); Phys. Rev. B 32, 2636 (1985).
[2] J. Chalker and P. Coddington, J. Phys. C 21, 2665 (1988).
[3] D.-H. Lee, Z.Wang, and S. Kivelson, Phys. Rev. Lett. 70, 4130 (1993).
[4] H. P. Wei, D. C. Tsui, M. A. Paalanen, A. M. M. Pruisken, Phys. Rev. Lett. 61, 1294 (1988).
[5] W. Li, et al, Phys. Rev. Lett. 102, 216801 (2009).
[6] A. J. M. Giesbers, et al, Phys. Rev. B 80, 241411 (2009).
[7] S. Kaur, et al, Nat. Commun. 15, 8535 (2024).
[8] Ю.Г. Арапов, и др., ФТП 49, 1593 (2015).
[9] F. Evers and A. D. Mirlin, Rev. Mod.Phys. 80, 1355 (2008).
[10] M. V. Yakunin, et al., Phys. Rev. B 102, 165305 (2020).
[11] S.S. Krishtopenko et al., Nature: Scientific Reports, 6, 30755 (2016).

Орбитальный фотоиндуцированный эффект Фарадея в решётке проводящих дисков

Гуняга А.А.[1], Дурнев М.В.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194201, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

В недавних экспериментальных работах наблюдался фотоиндуцированный эффект Фарадея в массиве проводящих наночастиц и дисков в спектральных диапазонах, соответствующих внутризонным оптическим переходам [1, 2], рис. 1. В этом случае фарадеевское вращение обусловлено орбитальными токами, возбуждаемыми циркулярно поляризованной накачкой, и усиливается вблизи плазмонных резонансов. Однако простейший механизм вращения, связанный с магнитным полем вихревых токов (возникающим вследствие обратного эффекта Фарадея), не является определяющим, поскольку это магнитное поле очень мало. В связи с этим требуется рассмотрение других механизмов фотоиндуцированного эффекта Фарадея, которые могут объяснить большие углы вращения, наблюдаемые в эксперименте.

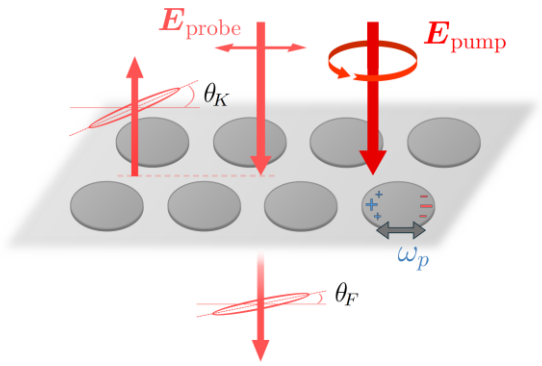


Рис. 1. Индуцированные циркулярно поляризованной накачкой эффекты Фарадея и Керра в двумерной решётке проводящих дисков. Вращение плоскости поляризации прошедшего и отражённого зондирующего поля усиливается возбуждаемыми в дисках плазмонами.

В работе построена кинетическая теория фотоиндуцированных эффектов Фарадея и Керра в решётке двумерных проводящих дисков, рис. 1. Эффекты связаны с появлением недиагональной компоненты тензора высокочастотной проводимости двумерных электронов σ_{xy}, линейной по интенсивности поля накачки [3]. Такая поправка к проводимости является поляризационно зависимой – она возникает для циркулярно поляризованной накачки и меняет свой знак при смене знака поляризации. Электрические поля зондирующей волны и волны накачки внутри диска усиливаются, когда их частоты близки к частоте плазмонного резонанса в решётке дисков [4]. Таким образом, фотопроводимость σ_{xy} и, следовательно, углы вращения плоскости поляризации имеют резонанс на частоте плазмона. В режиме, когда длина волны излучения много больше расстояния между дисками, получены аналитические выражения для углов фарадеевского и керровского вращения. Рассчитаны спектральные зависимости углов Фарадея и Керра, а также соответствующих эллиптичностей в широком диапазоне частот зондирующего поля и поля накачки. Показано, что вблизи плазмонного резонанса фарадеевский угол имеет величину порядка 1° для дисков из графена и интенсивности терагерцовой накачки 1 кВт/см^2, что согласуется с экспериментально наблюдаемыми углами вращения [2]. Такие углы поворота соответствуют эффективному магнитному полю порядка 1 Т, превосходящему на несколько порядков реальное магнитное поле вихревых токов в обратном эффекте Фарадея.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-10031.

[1] O. H.-C. Cheng, D. H. Son, M. Sheldon, Nat. Photon. ***14****, 365 (2020).*
[2] J. W. Han et al., Nat. Commun. ***14****, 7493 (2023).*
[3] M. V. Durnev, Phys. Rev. B, ***108****, 125418 (2023).*
[4] S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B, ***54****, 10335 (1996).*

Синтез и свойства III-N наноструктур на Ван-дер-Ваальсовых слоях h-BN

Даутов А.М.[1-4], Алексеев П.А.[5], Попов М.Е.[5], Котляр К.П.[1-3], Лендяшова В.В.[1,2], Мельниченко И.А.[6], Шугабаев Т.[1,2], Дубровский В.Г.[1], Цырлин Г.Э.[1-3], Гридчин В.О.[1-3]

[1] *СПБГУ, Физический факультет, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., д. 3*
[2]*СПБАУ им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, ул Хлопина, д. 8 к.3 литер а*
[3]*ИАП РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул Ивана Черных, 31–33, лит. А*
[4]*МФТИ, лаборатория функциональных наноматериалов 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9*
[5]*ФТИ им.Иоффе, 194021, Политехническая ул., 26*
[6]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская, 3, корп. 1А*

Эпитаксия полупроводниковых материалов на Ван-дер-Ваальсовых (ВдВ) слоях является одним из наиболее активно развивающихся методов синтеза гетероструктур. Данный подход позволяет преодолеть фундаментальные ограничения, связанные с рассогласованием постоянных решёток между растущим материалом и подложкой, и подавить возможную генерацию упругих напряжений и дефектов, обеспечивая высокое структурное совершенство выращиваемых кристаллов. Особый интерес представляет синтез III-N полупроводниковых материалов (InN, GaN, AlN, и их твёрдых растворов) на гексагональном нитриде бора (h-BN) [1]. Это обусловлено прямозонной структурой III-N соединений, предрасполагающей их к использованию в качестве эффективных источников излучения, а также возможностью варьирования их ширины запрещенной зоны в диапазоне от ~0.7 до 6 эВ. Повышенный интерес представляет создание низкоразмерные III-N структуры, в частности нитевидные нанокристаллы (ННК) и квантовые точки (КТ). Несмотря на активное развитие данного направления, многие фундаментальные механизмы роста, определяющие морфологию и пространственное расположение таких наноструктур на h-BN, остаются малоизученными. В настоящей работе приведены результаты первых экспериментальных исследований по росту ННК AlN и КТ InN на слоях h-BN.

Эксперименты проводились на установке Riber Compact 12 на подложках SiO_x/Si(111), на которые механически были эксфолиированы и перенесены флейки h-BN. На поверхности флейков методом зондовой фрикционной литографии была сформирована искусственная топография геометрических фигур. В зависимости от выращиваемых структур, температура по пирометру составляла 810-850°C для ННК AlN и 335°C для островков InN. Рост проводился в азот-обогащенных условиях в течение 2ч для ННК AlN и 15-120 сек для островков InN. Морфология и кристаллическое качество изучались с помощью растровой электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии, а также спектроскопии комбинационного рассеяния света.

Была обнаружена ключевая роль топографии h-BN в механизмах формирования III-N наноструктур. В частности, было установлено, что при высоте ступеней h-BN порядка ~5 монослоёв наблюдается формирования наностенок AlN. Было установлено определяющее значение предварительной нитридизации h-BN на плотность распределения островков InN по поверхности и их средний размер. Полученные результаты значительно расширяют понимание фундаментальных процессов, протекающих в ходе формирования III-N наноструктур на h-BN, а также способствуют развитию методов интеграции III-N оптоэлектронных устройств с кремниевой платформой.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект № 075-00444-25-00).

[1] Dautov, Albert M., et al. "Topographically-guided van der Waals epitaxy: Selective growth of AlN nanowalls on h-BN step edges." Materials Science in Semiconductor Processing 204 (2026): 110293.

Плазмонный отклик метаповерхности, созданной решеткой из двумерных электронных полос

К. Р. Джикирба,[1]А. Шуваев,[2] Д. Худайбердиев,[2] А. С. Астраханцева, [1] И. В. Кукушкин,[1] В. М. Муравьев, [1]

[1]*ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д.2*
[2]*Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria*

Плазменные возбуждения в двумерных системах изучаются более пятидесяти лет. Эти исследования привели к открытию множества новых фундаментальных физических результатов [1]. Мы исследуем гетероструктурные мембраны GaAs/AlGaAs с метаповерхностью, состоящей из массива полос двумерной электронной системы. Эксперименты выявили сильный плазменный резонанс в пропускании данной структуры в случае поляризации, перпендикулярной полосам. Мы обнаружили, что боковое экранирование электромагнитного поля приводит к значительному смещению частоты плазмона, при уменьшении зазора между полосами до нуля.

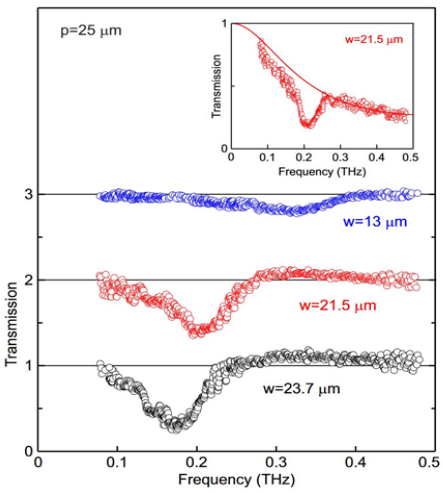


Рис. 1 Нормализованные спектры пропускания трех образцов с различным расстоянием между полосками.

Образцы были изготовлены из промышленных гетероструктур AlGaAs/GaAs/AGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Пластина имеет квантовую яму шириной 20 нм, выращенную на расстоянии 210 нм под поверхностью кристалла. Квантовая яма содержит электронную систему с плотностью $n = 9.3*10^{11}$ см$^{-2}$. Образцы представляли плоскопараллельные пластины размером 1x1см^2. Затем мы литографически изготовили массив полос в квантовой яме GaAs. Для восьми образцов период метаповерхности был фиксирован p=25 мкм, а ширина полоски варьируется от w=13 мкм до 24 мкм. Все образцы представляли собой однородные мембраны, толщина которых варьировалась от 35 мкм до 45 мкм [2].

Образцы крепились на медную диафрагму с диаметром 6 мм в центре сверхпроводящего соленоида внутри криостата с оптическими окнами. Соленоид позволяет получать магнитные поля до 7 Тл. Температура на образце поддерживалась на постоянном уровне 5 К. Используемая нами, квазиоптическая измерительная схема представляет собой интерферометр Маха-Цендера.

Мы экспериментально изучили терагерцовый отклик полупроводниковой мембраны с полосатой двумерной электронной системой. Если длина волны падающего излучения намного больше периода решетки, разработанное устройство ведет себя как метаматериал, плазмонные свойства которого могут быть спроектированы геометрией структуры. Кроме того, электродинамический отклик метаматериала продемонстрировал большую анизотропию относительно направления поляризации. В частности, когда излучение поляризовано перпендикулярно полоскам наблюдается новый тип коллективного плазменного возбуждения в полосках, который в сочетании с боковым экранированием между полосами, приводит к возникновению сверхрешеточной плазмонной моды.

[1] A Shuvaev, V M Muravev, P A Gusikhin, J Gospodarič, A Pimenov, I V Kukushkin, Phys Rev Lett. 2021 Apr 2;126(13):136801

[2] A.~S.~Astrakhantseva, A.~Shuvaev, P.~A.~Gusikhin, A.~Pimenov, I.~V.~Kukushkin, and V.~M.~Muravev, Appl.~Phys.~Lett. 120, 031104 (2022).

Гигантское перераспределение электронов в широкой квантовой яме в квантовом пределе по магнитному полю

Дорожкин С.И., Капустин А.А.

ИФТТ РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2

В полевых транзисторах с двумя затворами, расположенными по разные стороны электронного проводящего канала, создаваемого в широкой (50 нм) квантовой яме GaAs, при помощи емкостных измерений выполнены исследования распределений электронов поперек квантовой ямы. В сжимаемых состояниях электронной системы, реализующихся при полуцелочисленных значениях полного фактора заполнения ν спиновых подуровней Ландау, а также в нулевом магнитном поле, измеряемые величины емкостей между электронной системой и затворами в основном определяются расстояниями между затвором и ближайшим к нему слоем электронов. В слабых магнитных полях в зависимости от комбинации затворных напряжений могут быть реализованы как одиночные, так и двойные слои электронов, локализованные, соответственно, около одной или обеих стенок квантовой ямы, вблизи минимумов потенциальной энергии в электрическом поле, создаваемом затворами. Обнаружено, что в квантовом пределе по магнитному полю (ν<~2) при конденсации всех электронов на нижний уровень Ландау двойные слои сливаются в один слой, который может располагаться вблизи центра ямы, где потенциальная энергия максимальна, и двигаться поперек ямы при изменении затворного напряжения (см. рис.1). Зеленая кривая измерена в условиях, когда в яме существует только один слой электронов, расположенный около нижнего края ямы. Сплошными вертикальными стрелками отмечены изменения емкости C_{fg}, связанные с возникновением второго слоя электронов около верхнего края ямы, происходящим при увеличении затворного напряжения на верхнем затворе. Пунктирные стрелки демонстрируют смещение единственного слоя электронов от нижнего к верхнему краю ямы. Величина емкости на толстой черной кривой вблизи пунктирных стрелок соответствует положению слоя вблизи центра квантовой ямы. Однослойный характер электронной системы в квантовом пределе подтвержден сравнением магнетоемкостей, измеренных с разных затворов (см. работу [1]). Смещение слоя от нижней к верхней стенке ямы при увеличении V_{fg} подтверждается уменьшением емкости между электронной системой и нижним затвором. Обнаруженный эффект перехода из двухслойного в однослойное состояние, стимулированный магнитным полем, может быть обусловлен исключительно обменно-корреляционными эффектами, одним из известных результатов которых является отрицательная сжимаемость двумерных электронов. Попытка описать наблюденный эффект слияния электронных слоев в квантующем магнитном поле в рамках теории функционала плотности Кона-Шэма демонстрирует необходимость серьезной модификации этой теории в таких полях.

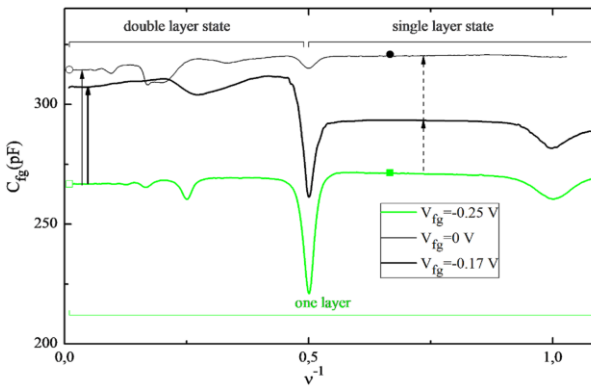


Рис. 1. Зависимость емкости C_{fg} между электронной системой и верхним затвором от обратной величины ν^{-1} полного фактора заполнения, пропорциональной магнитному полю, для трех различных напряжений V_{fg} на верхнем затворе.

*[1] S.I. Dorozhkin, A.A. Kapustin, I.B. Fedorov, V. Umansky, J.H. Smet, Phys. Rev. B **102**, 235307 (2020).*

Влияние размерного квантования на термоэлектрические свойства полупроводников на примере гетероструктур In(Ga)As/GaAs

Дорохин М.В.[1], Кузнецов Ю.М.[1], Дёмина П.Б.[1], Байдусь Н.В.[1], Здоровейщев А.В.[1]

[1]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*

Современные требования к термоэлектрическим генераторам включают существенное повышение относительно текущего уровня величины КПД термоэлектрического преобразования [1]. Последняя определяется безразмерным коэффициентом ZT

$$ZT = \frac{\alpha^2 T}{\rho\lambda} = \frac{W \cdot T}{\lambda},$$

где α – коэффициент Зеебека, T – средняя температура горячей и холодной граней, $\rho = 1/\sigma$ – удельное сопротивление, σ – удельная проводимость, λ – коэффициент теплопроводности.

Основной проблемой термоэлектрических материалов является взаимосвязь входящих в формулу для ZT коэффициентов. Это накладывает ограничения на предельно возможные значения коэффициента ZT, которые на практике оказываются относительно небольшими (на уровне 1-2, что соответствует КПД не более 15 %). В пионерской работе [2] было показано, что существенное повышение коэффициента ZT возможно за счёт использования наноструктур. Параметр размерного квантования (например, толщина квантовой ямы) позволяет независимо управлять ZT без изменения других параметров, что даёт потенциал для оптимизации и существенного повышения КПД.

В настоящей работе представлены результаты исследования термоэлектрических свойств наноструктур представляющих собой массив квантовых точек In(Ga)As, сформированных на полуизолирующей подложке GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии. Данный объект отличается хорошо отработанной технологией получения, в том числе известны режимы, позволяющие управлять свойствами массива. Поэтому система In(Ga)As/GaAs может быть использована как модельная для экспериментальной оценки влияния наноструктурирования на термоэлектрические свойства. Путём сопоставления результатов измерения температурных зависимостей термоэлектрических характеристик и фотолюминесценции (для оценки термического выброса носителей заряда) продемонстрировано влияние массива квантовых точек на величину коэффициента Зеебека и удельного сопротивления. Показано, что введение в структуру массива квантовых точек с достаточно большим размером нанокластеров обеспечивает усиление термоэлектрического эффекта, а именно – повышения коэффициента Зеебека при незначительном изменении удельного сопротивления, подобный эффект обеспечивает повышение фактора мощности.

На основании полученных результатов и выполненных расчётов можно ожидать аналогичного усиления термоэлектрического эффекта в других полупроводниковых наноструктурах. Особенный интерес представляют наноструктуры, содержащие массивы нанокластеров Ge в матрице сильнолегированного кремния.

Работа выполнена при поддержке государственного задания Минобрнауки России (проект FSWR-2026-0010).

[1] W. Liu et al. Nano Energy. ***1****(1), 42 (2012).*
[2] L. Hicks, M. Dresselhaus. Phys. Rev. B ***47****, 12727 (1993).*

Магниторезистивные светоизлучающие диоды с углеродным слоем

Калентьева И.Л., **Дорохин М.В.**, Вихрова О.В., Ведь М.В., Здоровейщев А.В., Демина П.Б.

НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д.23

Светоизлучающие диоды являются важными элементами оптоэлектроники, и актуальной задачей является усовершенствование их характеристик (повышение интенсивности излучения и рабочих температур, оптимизации электрических свойств и т.п.).

Исследуемые образцы представляют собой пленочную интегральную схему из последовательно соединенных частей: светоизлучающего диода с барьером Шоттки и магниторезистивного элемента. На первом этапе МОС-гидридной эпитаксией были получены гетероструктуры с квантовой ямой $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$. Затем на поверхности структур импульсным лазерным нанесением формировалась углеродный слой (~ 4 нм) и электронно-лучевым испарением в вакууме осаждался ферромагнитный контакт Шоттки, включающий в себя туннельно-тонкий слой диэлектрика Al_2O_3 (~ 1 нм) и металлический составной контакт (CoPd/Au). Вторая часть конструкции изучаемых диодов представляет собой магниторезистивный элемент CoFe/Cu/CoFe. Детали изготовления подобного комбинированного прибора, который может находиться в четырёх устойчивых магнитных состояниях (высокая-низкая интенсивность излучения, правая-левая циркулярная поляризация) представлены в работе [1].

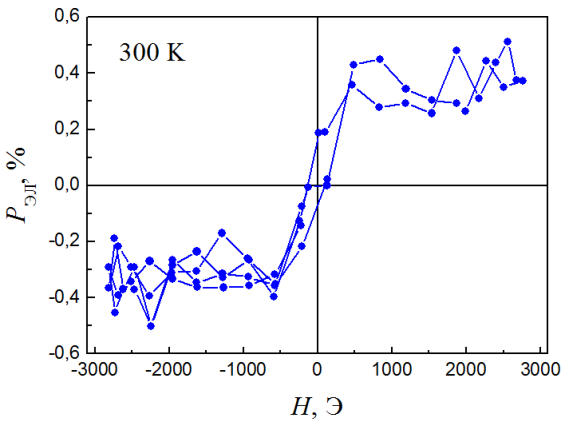


Рис. 1.Магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции (ток накачки 15 мА).

Показано, что введение в конструкцию магниторезистивного диода наноразмерного углеродного слоя способствует повышению излучательной рекомбинации и возрастанию интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов. Установлено, что ЭЛ для светодиодов, содержащих углеродный слой, сохраняется вплоть до комнатной температуры. Как видно из рис.1, магнитополевая зависимость степени циркулярной поляризации электролюминесценции ($P_{ЭЛ}$) является нелинейной и содержит петлю гистерезиса, значение $P_{ЭЛ}$ в области насыщения (магнитное поле свыше 1000 Э) достигает 0.4 %. Вид кривых статического магнетосопротивления подобен магнитополевым зависимостям сопротивления отдельного магниторезистивного элемента, приведенным в работе [2]. Амплитуда изменения сопротивления в магнитном поле для комбинированного прибора при температуре 300 К не превышала 0.2 %, а при 10 К достигала 0.4 %.

Таким образом, показано, что светодиоды сохраняют интенсивное циркулярно-поляризованное излучение до комнатной температуры измерений при небольших токах накачки (5 - 15 мА). Установлено, что поведение магнитополевых зависимостей сопротивления комбинированного прибора определяется видом магнитополевых зависимостей сопротивления магниторезистивного элемента.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 25-29-00368).

*[1] M.V. Dorokhin et al., Phys. Usp., **68**, 512 (2025).*
*[2] M.V. Ved et al., Appl. Phys. Lett.,1**18**, 092402 (2021).*

АС- кондактанс в структуре n-InAlSb/InSb/InAlSb. Акустические исследования

Дричко И.Л.[1], Смирнов И.Ю.[1], Гальперин Ю.М.[2], Суслов А.В.[3]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая д.26*
[2] *Department of Physics, University of Oslo, P.O.Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway*
[3] *National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA*

Несмотря на большие достижения в технологии 2-мерных объектов, именно структуры с квантовой ямой *n*-InSb еще не достигли настоящего совершенства. Хотя подвижность носителей в этих структурах может быть достаточно большой (~10^5 см^2/Вс) и при температурах ниже 4.2 К наблюдаются осцилляции, соответствующие целочисленному квантовому эффекту Холла, еще никому не удалось наблюдать дробный квантовый эффект Холла даже при T<100 мК. Одной из причин, видимо, является существование в этих образцах, являющихся многослойными структурами, с квантовыми ямами *n*-InSb) проводящих слоев, параллельных квантовой яме. Именно такая структура и оказалась в нашем распоряжении. Акустическими бесконтактными методами нам удалось разделить вклады в проводимость от квантовой ямы и шунтирующего слоя.

Многослойные образцы с квантовой ямой *n*-InSb (28 слоев) были выращены методом МЛЭ на подложке GaAs. Квантовая яма, шириной 21 нм, окружена барьерами $In_{09}Al_{0.1}Sb$ и расположена на 150 нм ниже верхнего торца образца; легирование квантовой ямы осуществлялось δ-слоем кремния со стороны верхнего барьера. Концентрация электронов в яме была 2.6×10^{11} см$^{-2}$, а их подвижность 1.9×10^5 см^2/Вс при T=4.2 К.

Измеряемый образец с квантовой ямой прижимался к поверхности пьезоэлектрика $LiNiO_3$ пружиной, по поверхности которого распространялась поверхностная акустическая волна (ПАВ), сопровождаемая электрическим полем. (при этом деформация в образец не передается). Это поле проникает в двумерный канал и там взаимодействует с электронами. Возникает поглощение Г и изменение скорости волны ПАВ - $\Delta V/V$. Изменение поглощения и скорости ПАВ в магнитном поле в режиме линейного отклика определяются компонентами комплексной высокочастотной проводимости АС: $\sigma^{AC}= \sigma_1 - i\sigma_2$. В работе измерялось ΔГ и $\Delta V/V$ в магнитном поле до 18 Тл и в температурном интервале (40-500) мК. Частота ПАВ была 30 и 85 МГц. Экспериментально наблюдалась необычная картина осцилляций, а именно, изменение амплитуды осцилляции поглощения ПАВ от магнитного поля имело отрицательный знак. Из теории и многочисленных экспериментов следует, что при взаимодействии делокализованных носителей тока с ПАВ в 2-мерном канале изменение поглощения в магнитном поле всегда имеет положительный знак, а если носители тока локализованы и осуществляется прыжковый механизм проводимости, то изменение поглощения имеет отрицательный знак (при этом осцилляции отсутствуют). Поэтому наиболее вероятная причин такого необычного характера зависимости поглощения от магнитного поля связана, вероятно, с наличием в образце шунтирующего слоя, параллельного 2-мерному каналу, который дает вклад в общую проводимость образца, а соответственно, и в поглощение ПАВ. Тщательная обработка экспериментальных результатов позволила разделить эти вклады. В результате было показано, что в квантовой яме *n*-InSb осуществлялась стандартная картина целочисленного эффекта Холла, а в шунтирующем слое наблюдалась высокочастотная проводимость, связанная с прыжками электронов между состояниями, локализованными вблизи атомов.

Несмотря на то, что в образце существует слой, шунтирующий проводимость в 2-мерном канале, удалось определить *g*-фактор электронов методом совмещения, не выделяя проводимость по 2-мерному каналу. Это связано с тем, что в шунтирующем слое прыжковая проводимость не испытывает осцилляций Ш-дГ. Определенная величина *g*-фактора равна 38±2.

Измерение температурных зависимостей длины е-е рассеяния и релаксации импульса методом магнитной фокусировки

Егоров Д.А.[1,2], Похабов Д.А.[1,2], Жданов Е.Ю.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1,2], Погосов А.Г. [1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Изучение рассеяния электронов в двумерном электронном газе (ДЭГ) приобретает особую актуальность в связи с активным развитием гидродинамического подхода к изучению электронного транспорта, в котором вязкость электронной жидкости непосредственно регулируется межэлектронным взаимодействием. Для изучения гидродинамических эффектов необходимо знать температурные зависимости ключевых длин — электрон-электронного (е-е) рассеяния и релаксации импульса. Именно они становятся критическими параметрами, описывающими переход от диффузионного и баллистического к гидродинамическому режиму течения, а также определяют длину Гуржи — характерный гидродинамический масштаб. Теоретическое описание многочастичных эффектов ограничено [1], а эксперименты по измерению обычного сопротивления почти нечувствительны к е-е рассеянию. Однако вклад отдельных баллистических траекторий в кондактанс оказывается чувствительным к любому виду рассеяния, включая сохраняющее импульс е-е рассеяние. Экспериментально этот вклад может быть зарегистрирован в измерениях пиков нелокального магнетосопротивления в эффекте поперечной магнитной фокусировки [2].

В настоящей работе экспериментально изучено нелокальное магнетосопротивление в микроструктурах в виде холловских микромостиков на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с ДЭГ. Были обнаружены пики магнетосопротивления, удовлетворяющие условию магнитной фокусировки. Анализ температурного подавления фокусировочных пиков позволил извлечь температурную зависимость длины е-е рассеяния. Систематические измерения в образцах с различной геометрией позволили не только получить температурную зависимость длины релаксации импульса, но и корректно учесть вклад малоуглового рассеяния. Предложена модель, успешно описывающая наблюдаемые экспериментальные зависимости при различных геометриях, которая параметризует вклад малоуглового рассеяния единственным параметром — угловым размером детектирующего контакта [3]. Таким образом, метод магнитной фокусировки с учетом малоуглового рассеяния позволил в широком диапазоне температур определить ключевые параметры рассеяния, необходимые для количественного описания гидродинамического электронного транспорта.

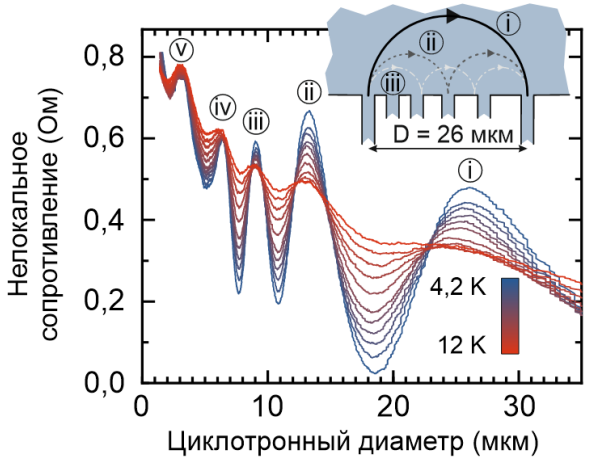


Рис. 1. Зависимость нелокального сопротивления от циклотронного диаметра баллистических траекторий.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-12-00343-П).

[1] G. Giuliani et al., Phys. Rev. B, ***26****, 4421 (1982).*
[2] D. A. Egorov, D.A. Pokhabov et al., Appl. Phys. Lett., ***125****, 112103 (2024).*
[3] D. A. Egorov, D.A. Pokhabov et al., J. Appl. Phys., ***138****, 115701 (2025).*

V-образные зануления осцилляций Шубникова–де Гааза в высокоподвижных гетероструктурах GaAs/AlGaAs

Жданов Е.Ю.[1,2], Буданцев М.В.[1,2], Сарыпов Д.И.[1,2] Похабов Д.А.[1,2], Бакаров А.К.[1,2], Погосов А.Г.[1,2]

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

Продольное магнетосопротивление высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) в промежуточных магнитных полях — область осцилляций Шубникова–де Гааза (ОШдГ) — остаётся наименее изученным с количественной точки зрения, несмотря на практическую важность для определения параметров рассеяния.

В настоящей работе экспериментально изучено продольное магнетосопротивление холловских микромостиков, изготовленных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с высокоподвижным ДЭГ ($\mu = 2\cdot10^6$ см²/В·с, $n = 7\cdot10^{11}$ см$^{-2}$). Плавность потенциала беспорядка обеспечена специальной конструкцией с экранирующими сверхрешётками. В диапазоне полей 0.5–3.5 Тл обнаружены ОШдГ нестандартной формы: скруглённые максимумы и V-образные минимумы с точечным нулевым сопротивлением. При магнитных полях $B \gtrsim 1.5$ Тл при низких температурах минимумы достигают нуля без формирования плато квантового эффекта Холла.

Для описания результатов построена феноменологическая двухпараметрическая модель, включающая: (1) квазиклассическую плотность состояний с гауссовым уширением уровней Ландау, зависящим от магнитного поля; (2) масштабирование транспортного времени через локальную плотность состояний; (3) осцилляции уровня Ферми при фиксированной концентрации электронов. Подгоночными параметрами служат квантовое время рассеяния τ_q и транспортное время релаксации импульса τ_{tr}. Учёт осцилляций уровня Ферми принципиально изменяет вид расчётных кривых: без него минимумы имеют форму плато; с его учётом воспроизводятся V-образные точки зануления.

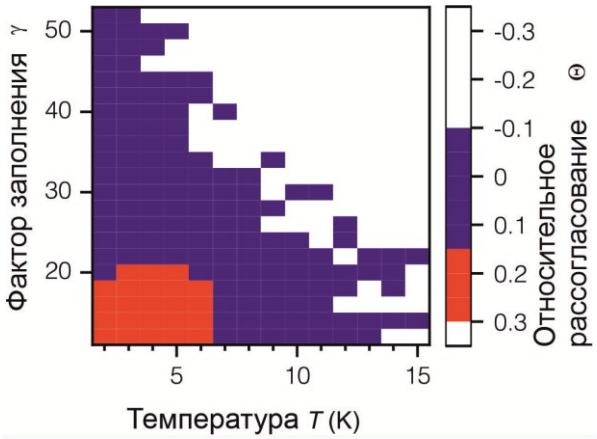


Рис. 1. Цветовая карта относительного рассогласования теории и эксперимента Θ в зависимости от фактора заполнения γ и температуры T.

Модель обеспечивает количественное согласие с экспериментом по форме и амплитуде ОШдГ во всём исследованном диапазоне полей и температур. Цветовая карта относительного рассогласования теории и эксперимента Θ в плоскости (фактор заполнения γ, температура T) (см. рис. 1) показывает согласие с экспериментом лучше 90% для основной части фазового пространства. Отклонения до 30% — только при малых факторах заполнения и низких температурах, где существенно спиновое расщепление, не учтённое в модели [1].

Метод обеспечивает корректное определение τ_q и τ_{tr} непосредственно из сильнополевых осцилляций — даже в микроструктурах, где баллистические эффекты полностью скрывают область слабых полей, делая стандартный анализ Дингла неприменимым. τ_{tr} убывает с ростом температуры по закону акустико-фононного рассеяния, тогда как τ_q не зависит от температуры в диапазоне 2-15 К, что согласуется с доминированием статического беспорядка.

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

[1] E.Yu. Zhdanov et al., Phys. Rev. B, **113**, 3 (2026).

Плазменные колебания в 2D электронной системе в форме периодического массива полос

Заболотных А.А.[1], Муравьев В.М.[2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7*
[2]*ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д.2*

Исследован отклик двумерной (2D) электронной системы в виде периодического массива 2D полос на внешнее электромагнитное излучение (гигагерцового или терагерцового диапазона), падающее на систему по нормали. Излучение имело линейную поляризацию, электрическое поле направлено поперёк полос. Обнаружено, что в отклике системы присутствует ряд резонансов, которые можно ассоциировать с возбуждением соответствующих плазмонных мод данной периодической системы.

Основное внимание уделено изучению основной (нижней по частоте) плазмонной моды в системах, в которых величина зазора между полосами меньше или порядка ширин полос. В таких системах реализуется режим «сильного» взаимодействия между плазмонными возбуждениями в отдельных полосах. В рамках квазистатического приближения, когда длина волны электромагнитного излучения (типично сотни микрон) велика по сравнению с периодом системы (порядка десятка микрон), получено простое явное выражение для частоты основной моды в пределе малой величины зазора по сравнению с периодом системы [1]:

$$\omega = \sqrt{\frac{2\pi e^2 n}{m\varepsilon_{av}} \cdot \frac{\pi}{p} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{p}{2\pi h}\right) + 2}},$$

где n, m — концентрация и эффективная масса электронов, p — период системы, h — зазор между полосами; ε_{av} — средняя диэлектрическая проницаемость, т.к. считалось, что 2D полосы расположены на интерфейсе подложка – вакуум. Найденная частота слабо — логарифмически — зависит от ширины отдельной полосы при фиксированном периоде, что подчеркивает «коллективную сверхрешеточную» природу данной моды. Кроме того, частота моды стремится к нулю при уменьшении величины зазора h.

Отметим, что плазменные колебания в массивах 2D полос рассматривались ранее, однако, как правило, либо с помощью численного счета [2], либо с помощью разного типа теорий возмущений, когда невозмущенное состояние соответствовало плазмонам в невзаимодействующих полосах [3]. Насколько известно авторам работы, найденное аналитическое выражение частоты плазмонов в случае $h \ll p$ ранее не фигурировало в научной литературе.

Выполнено экспериментальное исследование плазмонов в массиве 2D полос, созданном на базе квантовой ямы GaAs/AlGaAs [1]. Обнаружено отличное совпадение частот, найденных экспериментально и аналитически. Более того, хотя представленное выше выражение для частоты получено в пределе малых зазоров $h/p \ll 1$, оно с хорошей точностью описывает экспериментальные данные вплоть до $h/p \approx 0.5$.

В заключение, в работе представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований плазменных мод 2D электронных систем в виде периодического массива полос. Найдено простое аналитическое выражение для частоты основной плазмонной моды. Полученные частоты находятся в отличном согласии с измеренными экспериментально.

[1] V.M. Muravev et al., Phys. Rev. Research, ***8****, 013066 (2026).*
[2] G. Eliasson et al., Solid State Commun., ***60****, 41 (1986).*
[3] K. A. Velizhanin, Phys. Rev. B, ***91****, 125429 (2015).*

Фото- и термоиндуцированные эффекты оптической перестройки в гибких нанокомпозитах As_2S_3/Au

Зедоми Т.Э.[1], Котова Л.В.[1], Бурункова Ю.Э.[2], Тарасов В.Е.2, Кочерешко В.П.[1]

[1]*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

[2]*Национальный исследовательский университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, , пр. Кронверкский, д. 49, лит. А.*

Современная фотоника и гибкая электроника нуждаются в материалах, которые сочетают управляемые оптические свойства с механической гибкостью для применения в носимых сенсорах, перестраиваемых оптических элементах и дисплеях. Перспективны халькогенидные стекла, в частности трисульфид мышьяка (As_2S_3), для которого характерна высокая фоточувствительность и эффекты сдвига края поглощения, фотоструктурного упорядочения и фотодиффузии.

Созданы и исследованы нанокомпозиты на основе частиц As_2S_3 и Au в полимерной матрице [1]. Целью работы было создание материала, оптические свойства которого можно целенаправленно и обратимо изменять с помощью термического отжига и лазерного облучения. Предполагалось, что взаимодействие наночастиц As_2S_3 и Au, а также вариация состава позволят регулировать спектр оптического отклика, а полимер обеспечит гибкость и технологичность.

Исследовались спектры пропускания образцов в диапазоне 1.5–3.0 эВ для трёх состояний: исходного, после термического отжига (140 °C, 1 час) и после лазерного облучения (λ = 532 нм). Использовались композиты с различным содержанием наночастиц Au и As_2S_3.

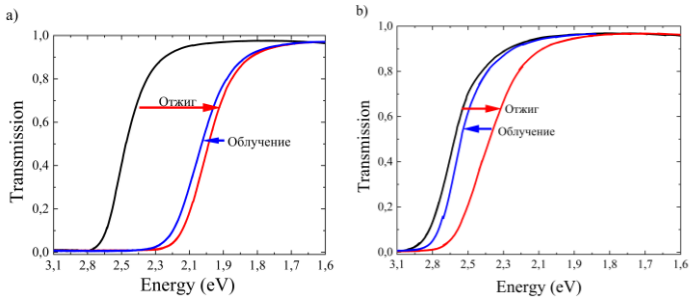


Рис. 1. Спектр пропускания. а) композит только с As_2S_3 б) композит с As_2S_3 и Au

Обнаружено, что термический отжиг вызывает термозатемнение (рис. 1 красные линии) – смещение края поглощения в длинноволновую область на 200-500 мэВ в зависимости от состава. Механизм, предположительно, связан с релаксацией нанокластеров As_2S_3 из высокоэнергетических метастабильных состояний в более низкоэнергетические.

Лазерное облучение вызывает противоположный эффект – фотопросветление со смещением края поглощения в коротковолновую область на 100-300 мэВ (рис. 1 синие линии). Причем, наличие наночастиц золота меняет фотоотклик: в композите, содержащем As_2S_3+Au, фотопросветление практически восстанавливает исходное положения края поглощения. Механизм усиления фотоотклика в композитах с золотом может быть обусловлен локальным усилением электромагнитного поля у поверхности наночастиц Au и образованием метастабильных состояний в нанокластерах $(As_2S_3)_{1-x}Au_x$, что увеличивает разнообразие структурных конфигураций. В исследованном диапазоне мощностей (10–20 Вт/см²) контролировать наблюдается зависимость фотоотклика от дозы облучения, что позволяет контролировать величину сдвига края поглощения. Полученные результаты демонстрируют потенциал данной системы в качестве основы для разработки адаптивных гибких материалов с управляемыми оптическими свойствами, открывая возможности для практического применения.

Работа Л.В.К. и Т.Э.З. выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-20074 и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с договором № 25-22-20074 от 05.06.2025.

*[1] T. E. Zedomi et al., Physica B: Condensed Matter, **732**, 418529, (2026).*

Остаточная фотопроводимость в трехслойных квантовых ямах InAs/GaInSb

М. К. Сотничук[1], С. С. Криштопенко[2], Т. А. Соколов[1], C. Consejo[2], B. Jouault[2], J.-B. Rodriguez[2], E. Tournié[2], Д. Р. Хохлов[1], F. Teppe[2], **А. В. Иконников[1]**

[1]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, 1*
[2]*Laboratoire Charles Coulomb, CNRS-Université de Montpellier, F-34095, Montpellier, UMR 5221*

Гетероструктуры InAs/GaSb с квантовыми ямами (КЯ) являются второй двумерной (2D) системой (КЯ), в которой было экспериментально продемонстрировано наличие состояния 2D топологического изолятора (ТИ) [1]. Однако, малая ширина инвертированной запрещенной зоны, которая в «двуслойных» КЯ InAs/GaSb составляет всего лишь 4 мэВ, не позволяет рассчитывать на реализацию 2D ТИ в такой системе при температурах, заметно отличных от гелиевых. Существенного увеличения величины запрещенной зоны до 60 мэВ при сохранении инверсии зон можно добиться при рассмотрении «трехслойных» КЯ InAs/GaInSb (в которых присутствует ненулевая доля индия в барьерных слоях) [2]. Более того, недавно было получено экспериментальное подтверждение квантованного краевого транспорта в трехслойных КЯ InAs/$Ga_{0.68}In_{0.32}Sb$ с шириной запрещённой зоны в 27 мэВ при температурах до 60 К [3]. Это открывает путь для реализации «топологических» устройств, работающих при комнатной температуре.

Эффект остаточной фотопроводимости (ОФП), который имеет место в таких структурах [4, 5], может использоваться в качестве простой альтернативы электрическому затвору, традиционно применяемому для управления концентрацией и типом носителей заряда. Последнее необходимо для «помещения» уровня Ферми в запрещенную зону, чтобы иметь возможность наблюдения транспорта по топологическим краевым состояниям. В настоящей работе были выполнены детальные спектральные исследования ОФП в диапазоне энергий 0.62–3.1 эВ; положения наблюдаемых в спектрах особенностей были сопоставлены с энергетическими диаграммами структур. На основе такого сопоставления были сделаны выводы о ключевых механизмах, определяющих эффект ОФП и предложен наиболее эффективный способ управления концентрацией носителей заряда. Это позволило продемонстрировать *обратимую* смену типа проводимости в трехслойных КЯ InAs/GaInSb при температурах вплоть до 80 К (рис. 1), что дает возможность простого управления «топологическим» транспортом при повышенных температурах.

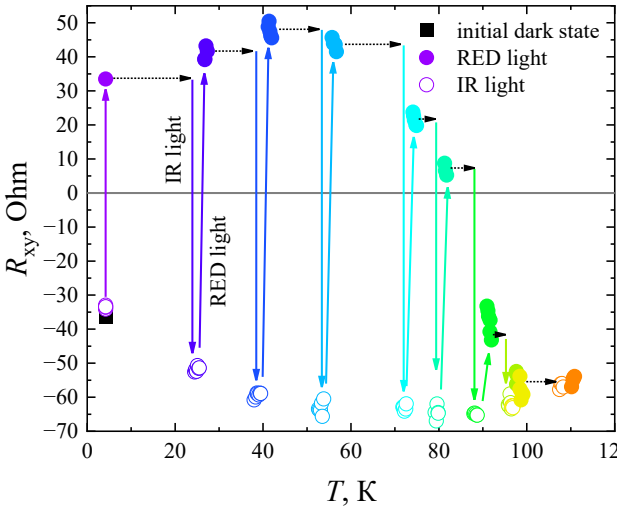


Рис. 1. Значения поперечного сопротивления КЯ InAs/$Ga_{0.65}In_{0.35}Sb$ с инвертированным зонным спектром в магнитном поле 0,05 Т после последовательных засветок красным или инфракрасным светом при различных температурах.

Работа выполнена при поддержке РНФ (#25-22-00574)

[1] I. Knez, R. R. Du, G. Sullivan, Phys. Rev. Lett., 107 136603 (2011).
[2] S. S. Krishtopenko, F. Teppe, Sci. Adv., 4, eaap7529 (2018).
[3] M. Meyer et al., Sci. Adv. 11, eadz2408 (2025).
[4] B. Tong et al., Phys. Rev. B, 98, 041301(R) (2018).
[5] M. Meyer et al., Phys Rev. B, 109, L121303 (2024).

Низкотемпературная фотопроводимость квантовых ям GaAs/AlGaAs в терагерцовой области спектра в электрическом поле

Караулов Д. А.[1], Харин Н. Ю.[1], Винниченко М.Я.[1], Саркисян А.А.[2], Фирсов Д.А.[1]

[1]*СПбПУ, 195251, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.29*
[2]*РАУ. 0051, Армения, г. Ереван, ул. Овсепа Эмина, д.123*

В настоящее время актуальной задачей является развитие фундаментальной базы для создания оптоэлектронных устройств терагерцового (ТГц) диапазона на основе низкоразмерных полупроводниковых структур. В работе [1] продемонстрирован квантово-каскадный лазер ТГц диапазона, работающий при температуре 260 К, однако данные устройства чрезвычайно сложны с точки зрения технологии, что обуславливает интерес к фундаментальным исследованиям ТГц излучения в твердотельных источниках и разработке альтернативных методов генерации ТГц излучения.

В данной работе представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований примесных состояний в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs, легированных донорной примесью Si, необходимых для дальнейшего исследования эмиссии ТГц излучения из структур с легированными КЯ.

Трехмерное уравнение Шредингера с ограничивающим потенциалом КЯ и кулоновским потенциалом примесного центра Si решалось методом конечных разностей (МКР), согласно алгоритмам, представленным в работах [2]. На рисунке 1 представлены результаты расчета энергии связи примеси от ширины КЯ в единицах объемной энергии связи различными методами: вариационным (ВМ) [3] и МКР для двух положений примеси. Результаты моделирования двумя методами находятся в хорошем согласии между собой, что указывает на достоверность полученных результатов. Метод конечных разностей имеет ряд преимуществ по сравнению с вариационным методом: это в первую очередь его универсальность и применимость для разных видов потенциала, простота реализации на ЭВМ, а также более простой способ контроля сходимости.

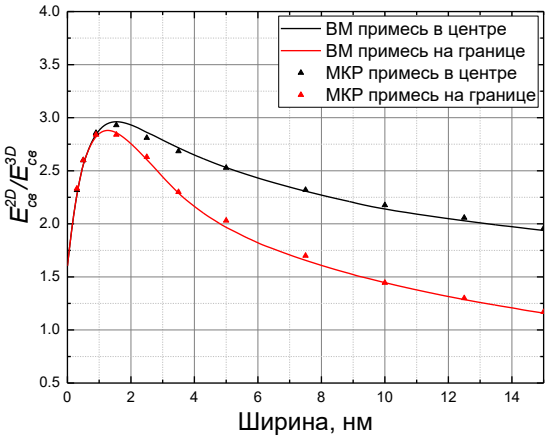


Рис. 1. Рассчитанная зависимость энергии связи примеси от ширины КЯ $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ для различного положения примеси.

Одной из эффективных методик исследования донорных состояний в КЯ является измерение низкотемпературной фотопроводимости. Измерения проводились при помощи установки на базе вакуумного фурье-спектрометра (Bruker Vertex 80v, Германия). Образец помещался в криостат замкнутого цикла (Janis PTCM-4-7, США) с рабочей температурой 5-300 К. В качестве широкополосного источника излучения использовался штатный глобар спектрометра. Исследования проводились для различных напряжений смещения с целью изучения влияния ионизации основного и возбужденных примесных состояний на фотопроводимость. Результаты эксперимента находятся в качественном согласии с результатами теоретического моделирования и послужат основой для изучения эмиссии ТГц излучения в условиях электрического пробоя примеси.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 25-22-00524, https://rscf.ru/project/25-22-00524/.

*[1] Ali Khalatpour et al., Appl. Phys. Lett., **122**, 161101 (2023.)*
*[2] E.S. Khramtsov et al., Journal of Applied Physics. **119** (2016).*
*[3] M.Helm et al., Physical Review B, **43**, 13983 (1991).*

Терагерцовая и инфракрасная фотолюминесценция в электрическом поле в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

Харин Н.Ю.[1], **Караулов Д.А.[1]**, Винниченко М.Я.[1], Фирсов Д.А.[1], Саркисян А.А.[2]

[1]*СПбПУ, 195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.29*
[2]*РАУ, 0051, Армения, г. Ереван, ул. Овсепа Эмина, д.123*

Использование терагерцового (ТГц) излучения в медицинских приложениях и системах безопасности ограничено тем, что большинство источников и детекторов ТГц излучения работают только в лабораторных условиях. Наиболее перспективным компактным источником ТГц излучения является квантово-каскадный лазер, но его применение затруднено высокой стоимостью изготовления. В связи с этим поиск альтернативных способов генерации ТГц излучения привлекает внимание исследователей.

В работе [1] было обнаружено излучение ТГц диапазона из легированных квантовых ям GaAs/AlGaAs при межзонном оптическом возбуждении. Оптическая накачка приводит к появлению линий фотолюминесценции (ФЛ) как в ТГц, так и в ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах. Линии в ближнем ИК диапазоне связаны с переходами из донорных состояний в подзону тяжёлых дырок. ТГц люминесценция связана с переходами из электронной подзоны на примесные состояния. Донорные состояния являются конечными для ТГц переходов и начальными для переходов в ближнем ИК диапазоне. Для увеличения интенсивности ТГц переходов авторы [1] организовали условия для стимулированного излучения в ближнем ИК диапазоне. Однако ожидаемое увеличение интенсивности ТГц излучения не было достигнуто из-за влияния возбуждённых уровней донорной примеси.

В настоящей работе ТГц излучение из легированных квантовых ям исследовано в условиях, аналогичных [1], но в присутствии продольного электрического поля. В слабых полях происходит ионизация возбуждённых примесных состояний, что может приводить к ослаблению захвата электронов из электронной подзоны на возбуждённые донорные состояния и к увеличению интенсивности переходов электронов из зоны проводимости на основное состояние примеси с испусканием ТГц фотонов.

Была исследована структура с набором квантовых ям GaAs толщиной 7.6 нм, разделенных барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 5 нм. Квантовые ямы были легированы донорами кремния в центре в слое толщиной 2.6 нм. На поверхности структуры были сформированы индиевые омические контакты. Образец помещался в криостат замкнутого цикла, температура в котором варьировалась от 4 до 320 К. Спектры ФЛ в ближнем ИК диапазоне регистрировались с помощью решеточного монохроматора Horiba Jobin Yvon, детектором выступала кремниевая ПЗС матрица. Интегральная интенсивность ТГц излучения измерялась с помощью детектора на основе кристалла Ge:Ga. Детектор располагался в криостате в непосредственной близости к образцу.

В спектрах ФЛ в ближнем ИК наблюдаются линии, связанные с экситонными переходами с участием примесных состояний. Зависимость интегральной интенсивности ТГц ФЛ без приложения электрического поля демонстрирует монотонный рост при увеличении мощности оптической накачки. При приложении электрического поля как в случае частичной, так и в случае полной ионизации примеси наблюдается существенное изменение зависимости интенсивности ТГц излучения от мощности оптической накачки. Это подтверждает предложенный механизм влияния ионизации примесных состояний на характеристики терагерцового излучения. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-22-00524, https://rscf.ru/project/25-22-00524/.

[1] I. S. Makhov et al., Journal of Luminescence, ***vol. 210****, pp. 352–357, (2019).*

Температурное поведение сопротивления двумерных систем, обусловленное межчастичным рассеянием носителей заряда

V. M. Kovalev[1,2], A.V. Snegirev[1,3], M.V. Entin[1], Z.D. Kvon[1,3], E.B. Olshanetsky[1], A.D. Levin[4], V.A. Chitta[4], G.M. Gusev[4], N.N. Mikhailov[1]

1Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of RAS, Russia
2Novosibirsk State Technical University, Russia
3Novosibirsk State University, Russia
4Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 135960-170 São Paulo, SP, Brazil

Транспортные свойства сильно взаимодействующих систем представляют собой серьёзную проблему в современной физике. Одной из давних проблем является дискуссия о том, что электрон-электронный вклад в сопротивление подчиняется поведению ρ ~ T^2. Несмотря на это ожидание, экспериментальное обнаружение этого поведения и его непосредственное объяснение электрон-электронным взаимодействием оказалось сложным и остается в значительной степени неубедительным. Влияние электрон-электронных взаимодействий на транспортные свойства можно определить через несколько механизмов для галилеево-неинвариантных систем: (а) наличие специфических характеристик поверхности Ферми, которые обеспечивают рассеяние с перебросом, (б) в компенсированных полуметаллах, (в) в двухподзонных системах с различными эффективными массами и конечным временем рассеяния на примесях, и (г) через электронные гидродинамические эффекты в узких каналах. Доклад посвящен обсуждению вклада межчастичного рассеяния носителей заряда в двумерных системах с полуметаллическим спектром, показанным на Рисунке 1. Соответствующие вклады в проводимость проанализированы на основе уравнения Больцмана. В случае полуметалла с дираковским спектром (Рис.1a), соответствующий вклад в сопротивление имеет температурное поведение T^2, в то время как для полуметаллов с параболическим спектром носителей заряда (Рис.1b), процессы электрон-дырочного рассеяния могут приводить как к T^2, так и к линейному по T поведению сопротивления, в зависимости от параметров системы. Вычисленные температурные поправки к сопротивлению, обусловленные межчастичными столкновениями, хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [1,2].

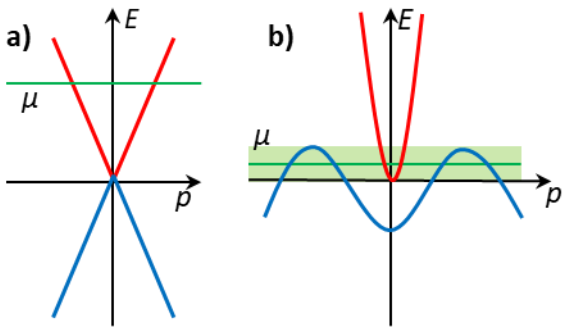


Рис.1. Зонные диаграммы носителей заряда двумерных полуметаллов: a) дираковский спектр, b) параболический спектр. Зеленая область – область перекрытия спектров электронов и дырок, μ – положение уровня Ферми.

[1] V. M. Kovalev, M.V. Entin, Z.D. Kvon, A.D. Levin, V.A. Chitta , G.M. Gusev and N.N. Mikhailov, Phys. Rev. Lett., 134, 196303 (2025)

[2] A.V. Snegirev, V.M. Kovalev, M.V. Entin, E.B. Olshanetsky, G.M. Gusev, N.N. Mikhailov, and Z.D. Kvon, Phys. Rev. Research 7, 043169 (2025)

Спиновая структура двумерных электронных систем в окрестности ν = 1

Кореев А. С.[1], Ваньков А. Б.[1,2], Бережной П. С.[1,2]

[1] *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия*
[2] *Лаборатория физики конденсированного состояния, ВШЭ, Москва, 101000*

В условиях квантования Ландау в двумерных электронных системах (ДЭС) кулоновское взаимодействие играет определяющую роль в формировании основного состояния. Это приводит к широкому многообразию квантовых фаз с зарядовыми и со спиновыми степенями свободы[1].

Для исследования энергетической структуры ДЭС широко применяются оптические методы спектроскопии. Один из них, метод резонансного отражения света в окрестности прямых межзонных переходов, позволяет напрямую зондировать незаполненные электронные состояния и отслеживать эволюцию положения и заселённости уровней Ландау. Интенсивность отражения определяется числом свободных состояний на соответствующем уровне, что делает данный метод чувствительным к перераспределению электронов между спиновыми подуровнями.

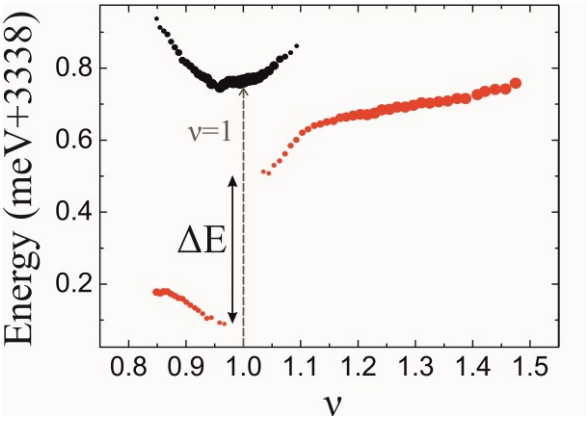


Рис. 1. Спектральное положение пиков резонансного отражения от фактора заполнения в образце MgZnO/ZnO. Размером точки показана интенсивность пика.

В настоящей работе методом резонансного отражения света исследованы ДЭС в гетероструктурах GaAs/AlGaAs и MgZnO/ZnO в окрестности фактора заполнения ν = 1 при температурах до 40 мК в магнитных полях до 14 Т с использованием одномодового перестраиваемого лазера.

В гетероструктуре GaAs/AlGaAs где иерархия УЛ привычная есть свидетельства спин-текстурного основного состояния. Это проявилось в виде сочетания пиков отражения от двух спиновых уровней. Такое поведение согласуется с картиной формирования спиновых текстур скирмионного типа в системах с малой зеемановской энергией.

Совсем иначе обстоят дела в системе с сильным кулоновским взаимодействием и параметром r_s~7. При ν = 1 система ферромагнитная, а по обе стороны наблюдается асимметрия. При ν < 1 доказано, что система является холловским ферромагнетиком (размазанным по двум смешанным уровням Ландау). При ν > 1 наблюдается явное свидетельство существования текстур, при этом виден большой разрыв в энергии нижайшего спинового уровня, который приписывается скачкообразному изменению обменной энергии ΔE (Рис. 2).

Подсчёты методом точной диагонализации демонстрируют, что в системах GaAs/AlGaAs в окрестности ν = 1 имеют место скирмионные структуры. В MgZnO/ZnO текстуры вовлекают орбитальную степень свободы и формируются только при ν > 1. Ранее это было обнаружено по спектрам коллективных возбуждений[2], а сейчас методом резонансного отражения мы получили ключевую информацию о заселённости спиновых уровней и о величине обменной энергии

[1] J. K. Jain, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 6, 39 (2015).
[2] A. B. Van'kov et al., Phys. Rev. B 106, 245308 (2022).

Влияние режимов роста высокоплотных массивов ННК GaAs на их оптические и структурные свойства

Шандыба Н.А.[1], Духан Д.Д.[1], Махов И.С.[2], Еременко М.М.[1], **Кугаевский А.Д.[1]**, Шаров В.А.[3], Солодовник Н.Е.[1], Крыжановская Н.В.[2], Балакирев С.В.[1], Солодовник М.С.[1]

[1]ЮФУ, 347922, г. Таганрог, ул. Шевченко, д. 2, корп. Е
[2]НИУ ВШЭ - Санкт-Петербург, 199106, Санкт-Петербург, 25 В.О. линия, д. 6к1
[3]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Интерес к нитевидным нанокристаллам (ННК) III-V на протяжении последних десятилетий во многом обусловлен их перспективами в качестве активной среды для создания устройств оптоэлектроники непосредственно на кремниевых подложках, что сулит использование преимуществ различных полупроводниковых платформ. В связи с этим сохраняет свою актуальность поиск технологических методов, обеспечивающих получение нанокристаллов заданной морфологии, с высоким структурным и оптическим качеством материала, что осложняется склонностью данного типа структур к политипизму в силу специфики механизмов формирования.

В данной работе представлены результаты исследований влияния режимов формирования ННК на основе GaAs на модифицированных с помощью фокусированного ионного пучка (ФИП) подложках Si(111) на их морфологические, оптические и структурные характеристики. Для этого на подложках Si ионным пучком Ga облучался массив участков с различной дозой, а затем, после предварительного отжига, проводилось осаждение GaAs, в результате чего на модифицированных участках формировались высокоплотные массивы ННК. При этом варьировалась температура роста (680 – 800°C по термопаре) и толщина оболочек GaAs и AlGaAs, формируемых после завершения роста ядра GaAs.

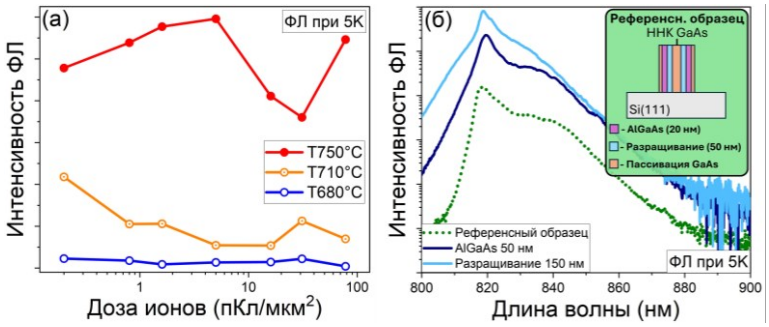


Рис. 1. Спектры ФЛ ННК GaAs в зависимости от температуры роста (а) и дизайна гетероструктуры (б).

Результаты исследований показали, что последовательное увеличение температуры роста до 750°C одновременно подавляет рост вне модификации и значительно улучшает структурные (в спектрах комбинационного рассеяния (КР) подавляется E_2-мода) и оптические свойства нанокристаллов (интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) возрастает в ~40 раз – рис. 1(а)). При этом плотность ННК достигает 10 мкм$^{-2}$. Рост ННК при 800°C возможен только при увеличении потоков ростовых компонент для компенсации десорбции, при этом плотность ННК снижается, а селективность возрастает при сохранении высокого качества материала. Увеличение номинальной толщины оболочки AlGaAs до 50 нм приводит к росту ФЛ на порядок, а разращивание ННК путем осаждения дополнительного слоя GaAs толщиной до 150 нм дополнительно увеличивает интенсивность ФЛ еще на порядок (рис. 1(б)). На основе анализа полученных данных предложены механизмы стабилизации условий роста ННК на модифицированных участках при повышенных температурах, когда рост вне модификации эффективно подавляется, и их влияния на структурные и оптические свойства.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект №FENW-2025-0004) в Южном федеральном университете, а также проекта "Зеркальные лаборатории" НИУ ВШЭ.

Неупругое рассеяние света на возбуждениях лафлиновской жидкости

А. В. Ларионов, **Л. В. Кулик**

Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна (РАН)

Развита методика измерения стоксового неупругого рассеяния света на возбуждениях двумерной электронной системы в условиях формирования лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов 1/3 [1]. При низких температурах (~100 мК) в спектрах неупругого рассеяния света обнаружены линии, связанные с рассеянием света на возбуждениях зарядовой и спиновой плотности лафлиновской жидкости: хиральных гравитонах [2,3], ротонах, спин-хиральных гравитонах (спин-магнитогравитонах [4]) и спин-ротонах. С изменением угла наклона вектора индукции магнитного поля относительно нормали к двумерной системе (при фиксированной по величине нормальной компоненте вектора индукции магнитного поля) энергии хиральных гравитонов и ротонов не изменяются, а энергии спин-хиральных гравитонов и спин-ротонов изменяются на величину равную изменению зеемановской энергии от продольной (вдоль плоскости двумерной системы) компоненты индукции магнитного поля. Зеемановская энергия электронов измерялось в тех же экспериментальных условиях из энергии линии неупругого рассеяния света ларморовского спинового экситона (спин-флип экситона) в лафлиновской жидкости. Энергии наблюдаемых линий неупругого рассеяния света хорошо согласуются с численными расчетами методом точной диагонализации для конечного числа электронов на плоскости в геометрии тора с прямоугольной магнитной решёткой Бравэ [5]. Измерена зависимость интенсивностей линий стоксового неупругого рассеяния света от температуры электронной системы. Обнаружено пороговое исчезновение линий неупругого рассеяния света в диапазоне электронных температур 350-400 мК. Пороговая температура оказывается существенно меньшей активационной щели, отделяющей электронные состояния диэлектрической лафлиновской жидкости от объемных проводящих состояний [6], и щели в плотности состояний лафлиновской жидкости, измеряемой в оптических и магнитоемкостных экспериментах [7,8]. Пороговое исчезновение линий неупругого рассеяния света связывается с низкотемпературным фазовым переходом в диэлектрической лафлиновской жидкости.

[1] R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. 50, 1395 (1983).
[2] S.-F. Liou, F. D. M. Haldane, K. Yang et al, Phys. Rev. Lett. 123, 146801 (2019).
[3] J. Liang, Z. Liu, Z. Yang et al, Nature 628, 78 (2024).
[4] L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, L. I. Musina et al, Nat. Commun. 12, 6477 (2021).
[5] О. А. Григорьев, Л. И. Мусина, А. А. Загитова и др., Письма в ЖЭТФ 116, 364 (2022).
[6] R. R. Du, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer et al, Phys. Rev. Lett. 70, 2944 (1993).
[7] D. A. Shchigarev, A. V. Larionov, L. V. Kulik et al, Phys. Rev. B 112, 205425 (2025).
[8] V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, M. G. Trokina et al, Phys. Rev. Lett. 99, 086802 (2007).

Аномальные флуктуации кондактанса в мезоскопических проводниках на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла в квантовых ямах HgTe

Курмачев Д.А.[1,2], Квон З.Д.[1,2], Михайлов Н.Н.[1]

[1] *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13*
[2] *НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2*

Универсальные флуктуации кондактанса (УФК) представляют собой одно из наиболее ярких и фундаментальных явлений, которые демонстрируют квантовую природу электрона в условиях случайного потенциала. Именно эти флуктуации стали основой для развития мезоскопики. В режиме слабой локализации амплитуда этих флуктуаций равна кванту проводимости для образцов с характерным размером меньше длины температурной когерентности [1]. В большинстве случаев эта длина находится в диапазоне от 0.1 до 1 мкм при температурах до 1 К. Поэтому УФК наблюдаются в проводниках субмикронного размера, и на сегодняшний день опубликовано множество работ, посвященных их исследованию в различных мезоскопических системах. Недавно в [2] при изучении макроскопических двумерных полуметаллов с высоким уровнем беспорядка были выявлены аномальные флуктуации кондактанса, которые существенно отличаются по своему поведению от УФК.

В данной работе сообщается об аномальных флуктуациях кондактанса в мезоскопических проводниках на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла на основе квантовой ямы HgTe. Для экспериментов использовались субмикронные структуры с холловской геометрией, оснащенные затвором, состоящим из слоя низкотемпературного SiO_2 и напыленной на него металлической пленки TiAu. Эти структуры были изготовлены на основе HgTe квантовых ям с толщиной 13 и 14 нм и ориентацией (013), где наблюдается энергетический спектр двумерного полуметалла. Измерения проводились при температурах от 0.1 до 10 К и магнитных полях до 1 Тл. Использовалась стандартная методика фазочувствительного детектирования на частотах 3–6 Гц. Тянущий ток менялся от 1 до 10 нА, что предотвращало нагрев.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом. В состоянии двумерного полуметалла амплитуда флуктуаций кондактанса в несколько раз превышает амплитуду УФК, наблюдаемую в состоянии двумерного электронного металла в тех же образцах. Впервые были обнаружены флуктуации холловского кондактанса, сравнимые с его средней величиной. Амплитуда флуктуаций экспоненциально сильно растет при понижении температуры вплоть до 1 К, а затем выходит на насыщение. Такое поведение принципиально отличается от слабой степенной зависимости, характерной для УФК. При приложении магнитного поля амплитуда флуктуаций значительно возрастает, достигая пика при 150 мТл. Однако при увеличении поля флуктуации полностью подавляются. Спектральные параметры также меняются: средний период осцилляций, вызванных затворным напряжением, уменьшается.

Полученные результаты указывают на то, что природа аномальных флуктуаций кондактанса не связана с универсальными флуктуациями кондактанса в неупорядоченном металле. Дальнейшее исследование природы аномальных флуктуаций в сильно разупорядоченных полуметаллах, которые не описываются стандартными представлениями о мезоскопических флуктуациях, представляет большой интерес.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-30003.

[1] P.A. Lee, A.D. Stone, Phys. Rev. Let., ***55****, 1622 (1985).*
[2] D. Khudaiberdiev et al., Nanomaterial, ***13****, 2882 (2023).*

Гетероструктуры с квантовыми точками InAs/InGaAs и сверхтонким метаморфным буферным слоем для однофотонных источников телекоммуникационного С-диапазона

Лакунцова О.Е.[1], Климко Г.В.[1], Седова И.В.[1], Семенов А.Н.[1], Веретенников А.И.[1], Прасолов Н.Д.[1], Мясоедов А.В.[1], Сорокин С.В.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Источники одиночных фотонов (ИОФ), излучающие в телекоммуникационном С-диапазоне длин волн, являются ключевыми элементами для применений в системах квантовых коммуникаций. Наилучшие результаты с точки зрения яркости однофотонного излучения на сегодня продемонстрированы для микрорезонаторных структур с квантовыми точками (КТ) InAs/InGaAs, выращенными на поверхности метаморфного буферного слоя (МБС) $In_xGa_{1-x}As$ [1, 2]. При использовании концепции гибридного столбчатого микрорезонатора [2] повышение яркости ИОФ может быть достигнуто посредством применения МБС с малой толщиной за счёт увеличения фактора Парселла и, соответственно, увеличения скорости спонтанной рекомбинации из КТ InAs/InGaAs.

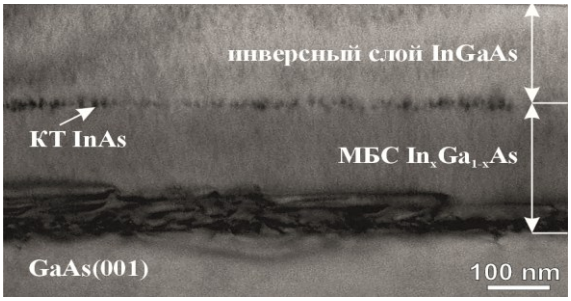


Рис. 1. Изображение ГС со сверхтонким МБС $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$, полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения.

В настоящей работе исследованы гетероструктуры (ГС) с КТ InAs/InGaAs, сформированными на поверхности сверхтонкого (~200-220 нм) МБС $In_xGa_{1-x}As$ с корневым профилем изменения состава. ГС были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs(001). Для структурной характеризации применялись методы атомно-силовой микроскопии (АСМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и рентгеновской дифрактометрии в режимах ω, ω-2θ-сканирования и картирования обратного пространства (КОП) для симметричного (004) и асимметричного (224) отражений. На формирование КТ InAs/InGaAs при использовании МБС, в том числе на их распределение и поверхностную плотность, существенное влияние оказывает формируемая в процессе МПЭ роста перекрестно-штриховая («cross-hatch») морфология поверхности МБС, обычно связываемая с образованием в ГС сетки дислокаций несоответствия. Из анализа АСМ-изображений поверхности ГС установлено, что наименьшая степень шероховатости поверхности (среднеквадратичное отклонение – rms < 3 нм) может быть достигнута при уменьшении температуры роста градиентного слоя до T_S~380°C и соотношении потоков V/III ~ 2. Методом КОП подтверждено, что релаксация упругих напряжений в ГС частично происходит за счет наклона ГС (т.н. tilt), при этом наблюдается хорошее согласование по латеральному периоду решетки верхней части МБС и инверсного слоя. Плотность прорастающих дислокаций в ГС со сверхтонким МБС ($\rho_{TD} > 10^7$ см$^{-2}$) по данным ПЭМ оказывается на порядок величины выше, чем для ГС с толщиной МБС ~ 1 мкм, что, по-видимому, связано с большей средней скоростью изменения состава по In (~100% In/ мкм). В докладе также будет приведено сравнение незарощенных КТ InAs/InGaAs, осаждаемых непосредственно на поверхности МБС и на поверхности инверсного слоя. Основным результатом работы является нахождение условий МПЭ роста и параметров (профиля) сверхтонких МБС $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$, обеспечивающих излучение из одиночных КТ в заданном спектральном диапазоне (~1.55 мкм) и подтвержденных данными измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) и микро-ФЛ. Работа выполнена при поддержке Госкорпорации “Росатом” в рамках выполнения Дорожной Карты «Квантовые Вычисления» (контракт № 868/1734-Д от 22.09.2025).

*[1] C. Nawrath et al., Adv. Quantum Technol., **6**, 2300111 (2023)*
[2] Yu. Serov et al., arXiv: 2604.06869 (2026)

Электронные спектры одномерных сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой: мультикомпонентные структуры

Пилипенко Е.А.[1], Драгунов И.Е.[1], Семенюк Ю.А.[1], Балабан А.В.[1], **Любчанский И.Л.**[1,2]

[1]*ДонФТИ им. А.А. Галкина, 283048, ДНР, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, д. 72*
[2]*ДонГУ, физико-технический факультет, 283001, ДНР, г. Донецк, ул. Университетская, д. 24*

Исследование спектров электронных возбуждений в сверхрешетках представляет несомненный интерес, поскольку различные типы периодических структур находят широкое применение в современной нано-, микро- и оптоэлектронике [1, 2].

В статье Р. де Кронига и У. Пенни [3] впервые была решена квантово-механическая задача о нахождении спектра электрона в поле периодического потенциала двухкомпонентной кристаллической решетки и получено аналитическое выражение для дисперсионного уравнения, решения которого определяют спектр электронов. Решение этого уравнения показывает, что в энергетическом спектре электронов возникают запрещенные зоны, т.е. такие интервалы значений энергий, которыми не могут обладать свободные электроны. Иными словами, электронный спектр сверхрешеток характеризуется зонной структурой [3], а соответствующая модель, которая используется при теоретическом исследовании подобных задач в физике твердого тела, называется моделью Кронига-Пенни [4].

В настоящем сообщении будут представлены результаты по аналитическим и численным исследованиям электронных спектров шести- (восьми-) компонентных сверхрешеток, образованных тремя (четырьмя) потенциальными ямами и тремя (четырьмя) потенциальными барьерами, соответственно.

На основе модели Кронига-Пенни в явном виде получены аналитические выражения для дисперсионных уравнений, которые зависят от параметров сверхрешеток (ширин и высот потенциальных ям и потенциальных барьеров). Аналогично нашей работ [5], в которой исследованы четырехкомпонентные сверхрешетки, посредством численных решений дисперсионных уравнений найдена зонная структура электронных спектров в гетероструктуре на основе *Al/Ga/As* и исследовано поведение минизон в зависимости от параметров мультикомпонентных сверхрешеток и концентрации *Al* в них.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 25-22-00134.

[1] R. Tsu. Superlattice to Nanoelectronics 2-nd Ed. Elsevier, Amsterdam, (2011).
[2] V.V. Mitin, V.K. Kochelap, M.A. Stroscio. Quantum Heterostructures: Microelectronics and Optoelectronics, Cambridge University Press (1999).
[3] R. de L. Kronig, W.G. Penney, Proc. R. Soc. London, Ser. A. ***130****, 499 (1931).*
[4] И.М. Цидильковский, Зонная структура полупроводников, Гл. ред. физ.-мат. лит. «Наука», Москва (1978).
[5] И.Е. Драгунов, Е.А. Пилипенко, Ю.А. Семенюк, И.Л. Любчанский, ЖТФ ***95****, 1498 (2025).*

Универсальная реконструктивная поляриметрия с помощью инфракрасных фотодетекторов на основе структур графен-металл

Сёмкин В.А.[1], Капралов К.Н.[1,2], **Мазуренко И.М.**[1,3], Кащенко М.А.[1,2,3], Морозов А.Д.[3], Матюшкин Я.Е.[1], Бочаров А.Ю.[1,2], Свинцов Д.А.[1,2]

1Московский физико-технический институт, 141700, г. Долгопрудный
2АО «Сканда Рус», 143403, г. Красногорск
3Лаборатория программируемых функциональных материалов, Центр нейрофизики и нейроморфных технологий, 127495, г. Москва

Реконструктивные фотодетекторы – приборы, в которых чувствительность перестраивается внешним электрическим сигналом. Каждому состоянию падающего света отвечает уникальный набор фотооткликов при различных значениях управляющего сигнала, что позволяет восстанавливать параметры излучения [1]. До сих пор реконструктивная поляриметрия реализовывалась только на ван-дерваальсовых гетероструктурах, где управление поляризационной чувствительностью достигалось за счёт анизотропии решётки или нарушения симметрии на гетеропереходах [2, 3]. Такая технология требует ручного совмещения монослоёв и не масштабируется до камер высокого разрешения.

В данной работе [4] мы демонстрируем реконструктивную поляриметрию среднего ИК-диапазона на фотодетекторах с управляемыми затвором структурами графен-металл из масштабируемого CVD-графена. Фотонапряжение возникает за счёт фототермоэлектрического эффекта: ИК-излучение нагревает электроны вблизи контакта, а неоднородность коэффициента Зеебека преобразует градиент температуры в фотонапряжение. Ключевым является «смешивание» затворной и поляризационной зависимостей: затвор изменяет не амплитуду сигнала, а паттерн поляризационной чувствительности. Это позволяет определить мощность и угол поляризации по измерениям при двух напряжениях затвора.

Физика «смешивания» обусловлена двумя эффектами. Край металлического контакта усиливает локальное поле для поляризации, перпендикулярной контакту (эффект «громоотвода» [5]), создавая поляризационно-зависимый профиль нагрева. В то же время затвор перестраивает профиль коэффициента Зеебека вблизи контакта и ширину барьера Шоттки (0.1–0.5 мкм). В результате фотонапряжение – свёртка коэффициента Зеебека с градиентом температуры электронов – оказывается нефакторизуемым по напряжению затвора и углу поляризации. Эффект специфичен для ИК-диапазона, где масштаб усиления поля (~1 мкм) соразмерен ширине барьера.

Предложена теоретическая модель, учитывающая поляризационно-зависимое усиление ближнего поля, неоднородный нагрев электронов и изменение ширины барьера Шоттки с помощью затворного напряжения. Введена функция качества реконструкции Q, оптимизация которой определяет наилучшие рабочие точки.

Поляриметрия продемонстрирована при облучении квантовым каскадным лазером ($\lambda = 8.6$ мкм): для CVD-графена с метаповерхностью из клиновидных электродов [6] угол поляризации восстановлен с ошибкой менее 8.2%. Универсальность подтверждена на четырёх архитектурах: CVD-графене с клиновидной и треугольной метаповерхностями, CVD-графене с асимметричной антенной и hBN-инкапсулированном графене. Во всех случаях наблюдается управляемое затвором изменение поляризационного контраста, что свидетельствует о фундаментальном характере эффекта.

[1] S. Yuan et al., Science, 379, 1103 (2023).
[2] J. Bullock et al., Nature Photonics, 12, 601 (2018).
[3] S. Wu et al., Nature Communications, 15, 8743 (2024).
[4] V. Semkin et al., arXiv:2602.02737 (2026).
[5] E. Nikulin et al., Phys. Rev. B, 103, 085306 (2021).
[6] V. Semkin et al., Adv. Opt. Mater., 13, 1 (2025).

Характеристики стимулированного излучения в лазерных структурах с квантовыми ямами CdHgTe/HgCdTe при различных длинах волн оптической накачки

К. А. Мажукина[1*], В. Я. Алешкин[1,2], А. А. Дубинов[1,2], В. В. Уточкин[1], Е. Ю. Горячкина[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], С. В. Морозов[1], В. В. Румянцев[1,2]

[1]ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7
[2]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13

В последнее годы наблюдается возрождение интереса к квантовым ямам (КЯ) HgCdTe/CdHgTe как к активной среде для компактных межзонных полупроводниковых лазеров среднего ИК диапазона, способных работать в спектральной области, недоступной квантовым каскадным лазерам (ККЛ): длина волны λ от 25 до 60 мкм. Одной из особенностей исследуемых структур является рост на GaAs-подложке в направлении (013), что делает невозможным формирование резонатора методом скола граней и требует использования методов ионного/химического травления. Отсутствие простой технологии легирования *p*-типа для HgCdTe осложняет реализацию токовой накачки и для создания компактного излучателя требуется обеспечить оптическую накачку структур миниатюрным источником излучения. На данный момент компактными лазерами с лучшими характеристиками являются ККЛ среднего ИК диапазона [1-3], которые в диапазоне длин волн 6 – 8 мкм достигают мощности ~ 20 Вт, а вблизи 4 мкм – 110 Вт. Тем не менее, интерес представляет и накачка более коротковолновым излучением, для которого доступны более простые источники и волоконная технология передачи излучения. В частности, недавно была продемонстрирована непрерывная генерация с мощностью 1 Вт на длинах волн 1.91 мкм и 1.98 мкм при комнатной температуре в лазере на основе AlGaInAs/InP [5].

В настоящей работе выполнены исследования характеристик (температуры гашения и пороговой интенсивности накачки) стимулированного излучения (СИ) в области 19 – 25 мкм из гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe при оптическом возбуждении с различной длиной волны (10.6 мкм и 2.0 мкм). Было обнаружено, что в структурах с большим содержанием Cd (~ 6-8%) в КЯ при более коротковолновой накачке (с λpump ~ 2.0 мкм) уже при плотностях мощности более 3 кВт/см2 происходит уменьшение сигнала СИ, а при мощностях ~60 кВт/см2 наблюдается его полное гашение за счет разогрева носителей из-за оже-рекомбинации. Переход к более узким КЯ с содержанием Cd < 5% с сохранением длины волны генерации позволяет увеличить пороговую энергию оже-рекомбинации и подавить процессы разогрева носителей. Такие структуры оказываются более устойчивыми к накачке с λpump ~ 2.0 мкм и лишь при мощностях более 50 кВт/см2 демонстрируют насыщение интенсивности СИ с мощностью. Удивительным результатом оказалось наблюдение резкого (более чем на порядок) уменьшения пороговой плотности потока фотонов при переходе к накачке более коротковолновым излучением. В работе обсуждаются причины снижения порога с учетом уникального для подобных узкозонных структур процесса умножения числа возбужденных носителей за счет «горячей» ударной рекомбинации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-12-00310).

[1] R. Maulini, I. Dunayevskiy, A. Lyakh, A. Tsekoun, et al. // Electron. Lett., 5 (2), 107 (2009).
[2] Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken, et al. // Appl. Phys. Lett., 98 (18), 181102 (2011).
[3] N. Bandyopadhyay, Y. Bai, S. Tsao, et al. // Appl. Phys. Lett., 101 (24), 241110 (2012).
[4] V. V. Dudelev, E. D. Cherotchenko, I. I. Vrubel, et al. // Phys. Usp, 67(1), (2024).
[5] V. N. Svetogorov, Y. L. Ryaboshtan, N. A. Volkov, et al. // Quantum Electronics, 51(10), 909 (2021).

Фотоотклик проводимости CVD-графена в видимом и ближнем ИК диапазонах

Матиенко Д. А.[1,2], Иконников А. В.[3], Кунцевич А. Ю.[1]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991*
[2] *НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028*
[3] *МГУ им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, дом 1, строение 2, Москва, 119991*

Фотодетекторы, работающие в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне, являются ключевыми компонентами современных оптоэлектронных систем. Однако традиционные приборы на основе кремния, GaAs или HgCdTe ограничены шириной запрещенной зоны или тепловым шумом [1], в то время как графен благодаря дираковскому спектру и отсутствию запрещенной зоны поглощает свет в широком диапазоне спектра, от УФ до ТГц частот.

Одним из основных ограничений в применении графена для фотодетекторов является неоднородность плёнок и слабая воспроизводимость малых образцов. Использование крупноразмерных CVD-графеновых плёнок с контролируемым числом слоёв (1–3) позволяет значительно улучшить равномерность и стабильность фотосигнала, обеспечивая широкополосный фотопроводимый ответ на больших площадях, что критично для устройств.

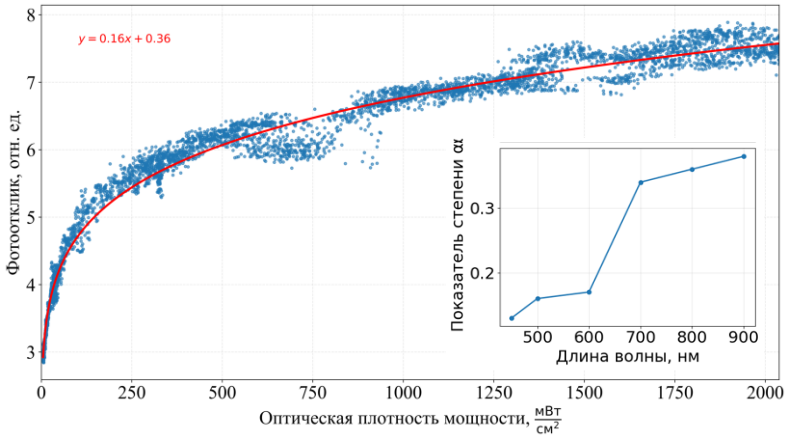


Рис. 1. Зависимость фотоотклика от прикладываемой плотности мощности пучка лазера 532 нм (основной график), показатель степени($I_{ph} = P^{\alpha}$) для разных длин волн (дополнительный график)

В исследуемых образцах использовались CVD-плёнки монослойного графена, перенесённые на подложки SiO_2/Si и оснащённые контактами из хром-золота с межконтактным расстоянием 1 мм и шириной 2 мм. На одной подложке была сформирована ступенчатая структура из областей одно-, двух- и трёхслойного графена, полученная механическим совмещением отдельных монослоёв, что позволило выполнить все измерения на одном образце.

Получена зависимость амплитуды фотопроводимости от числа слоёв графена, мощности и длины волны света. При энергиях кванта больше запрещенной зоны в кремнии, зависимость фотоотклика от мощности падающего излучения, измеренная с помощью двухчастотной модуляции (рисунок 1), сильно нелинейна. Данная зависимость указывает на фотогейтинг, как основной механизм, и качественно подобна чувствительности человеческого глаза (чем больше интенсивность света, тем слабее чувствительность). При больших длинах волн наблюдается собственная проводимость графена.

Работа поддержана грантом РНФ 25-42-01036.

[1] K. Abbas, P. Ji, N. Ullah, S.Shafique,Z.Zhang,M. F. Ameer, S. Qin, S. Yang // Microsystems & Nanoengineering. 2024. Vol. 10. Article 81.

Кулоновское отталкивание и вигнеровская кристаллизация локализованных электронов в HfO_2

Махмудиан М.М.[1,2], Махмудиан М.М.[1,2], Энтин М.В.[1,2], Гисматулин А.А.[1], Гриценко В.А.[1,3]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск*
[3]*Новосибирский государственный технический университет, 630090, г. Новосибирск*

HfO2 является ключевым диэлектриком, который приходит на смену SiO2 в кремниевых приборах. Кроме того, HfO2 используется как активная запоминающая среда в резистивной и ферроэлектрической флеш памяти нового поколения. Целью работы является изучение кулоновского отталкивания и вигнеровской кристаллизации электронов, локализованных на ловушках в HfO2.

Концентрация электронов, локализованных на ловушках, в HfO2, определённая по сдвигу вольт-емкостных характеристик, составляет величину 1.9×10^{17} см$^{-3}$. Концентрация нейтральных ловушек, определённая в экспериментах по транспорту заряда, равна 2×10^{19} см$^{-3}$ (Рис. 1.). Малая доля заполненных ловушек указывает на сильное кулоновское отталкивание локализованных в HfO2 электронов.

Для численного моделирования вигнеровской кристаллизации локализованных электронов диэлектрик рассматривается как сферическая поверхность со случайно распределёнными ловушками. Проводится минимизация кулоновской энергии взаимодействия электронов.

На рис. 2 приведены пространственные корреляционные функции ξ(x) электронов, локализованных в HfO_2 на ловушках.

Корреляционная функция указывает на конкуренцию кулоновского отталкивания (стремящегося упорядочить электроны) и беспорядка связанного со случайным расположением ловушек. При высокой плотности электронов доминирует неупорядоченное состояние, которое переходит в упорядоченное при её уменьшении (на графиках корреляционных функций возникают пики указывающие на зарождение порядка).

При малом числе электронов отталкивание заставляет их располагаться на почти равных расстояниях, формируя сильно коррелированное состояние. В согласии с экспериментом, когда отношение концентрации ловушек к концентрации электронов ~10 в 2D, кулоновское отталкивание выстраивает электроны в квазиупорядоченную структуру — вигнеровское стекло.

Работа поддержана грантом РНФ № 25-12-00022.

[1] K. A. Nasyrov, V. A. Gritsenko, J. Appl. Phys. 109, 093705 (2011).

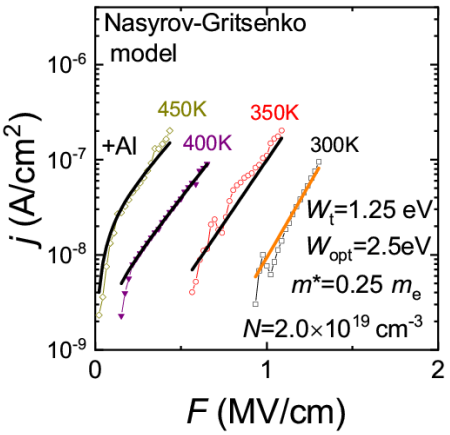


Рис. 1. Экспериментальные lgj-F зависимости структур n-Si/HfO_2/Al. Теоретические кривые (сплошные линии) рассчитаны по модели Насырова-Гриценко [1].

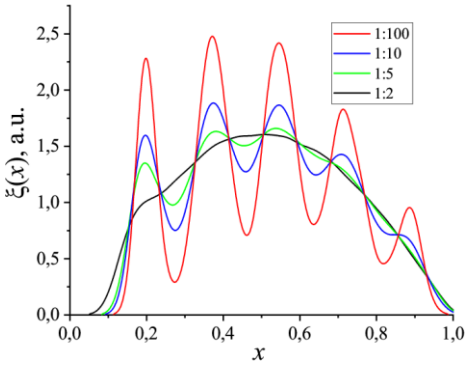


Рис. 2. Пространственные корреляционные функция ξ(x) электронов, локализованных на ловушках в HfO_2, при разных соотношениях концентрации электронов и нейтральных ловушек (указаны на вставке).

Зарождение краевого плазмона в графеновом прямоугольнике

Машинский К.В. [1], Фатеев Д.В.[1,2], Попов В.В.[1]

[1]*СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, г. Саратов, ул. Зеленая, д. 38*
[2]*СНИГУ им. Н.Г. Чернышевского, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83*

Графен – перспективный двумерный (2М) материал с линейным бесщелевым спектром носителей заряда [1]. Использование плазмонов позволяет усилить локализацию электромагнитного поля [2] в графене, что открывает широкие перспективы для создания элементной базы терагерцовой (ТГц) оптоэлектроники.

В настоящей работе теоретически исследовано возникновение краевого плазмонного резонанса в графеновом прямоугольнике, расположенном на подложке h-BN. Плоская монохроматическая ТГц волна, электрическое поле которой поляризовано вдоль ширины графенового прямоугольника (ширина фиксирована и равна 1 мкм), нормально падает на плоскость прямоугольника. Исследование проведено в рамках строгого электродинамического подхода, основанного на методе интегрального уравнения [3].

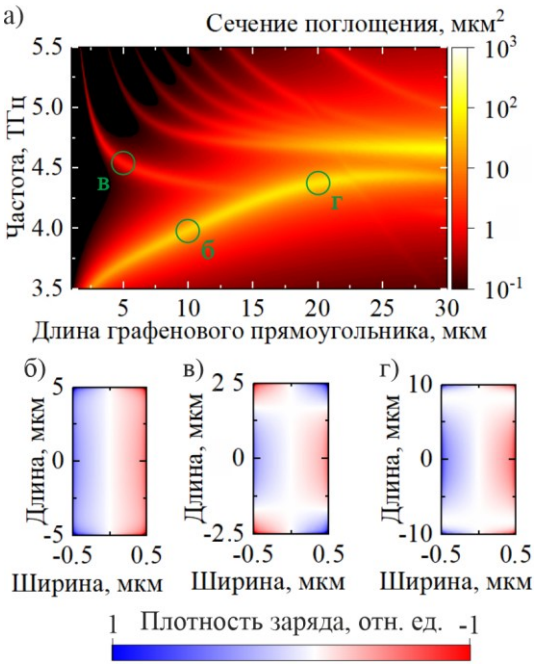


Рис. 1. Спектр сечения поглощения в зависимости от длины графенового прямоугольника (а). Зелёными кружками с соответствующими буквами на панели (а) обозначены точки, в которых построены распределения плотности заряда (б-г) в графеновом прямоугольнике.

Спектр сечения поглощения (рис. 1а) демонстрирует возбуждение в прямоугольнике, наряду с основным дипольным 2М плазмоном (рис. 1б), плазмонных мод смешанной четности (рис. 1в) с четной дискретизацией волнового числа вдоль длинной стороны прямоугольника [3]. Взаимодействие основного дипольного 2М плазмона и низшей моды смешанной четности приводит к возникновению краевой плазмонной моды на торцах графенового прямоугольника, в которой заряды, локализованные вблизи противоположных торцов прямоугольника, колеблются синфазно (рис. 1г). Краевой плазмон возникает в области антипересечения дисперсионных кривых основного дипольного 2М плазмона и низшей моды смешанной четности, что говорит о гибридном характере краевого плазмона.

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 22-19-00611-П).

*[1] T. Otsuji et al., J. Phys. D: Appl. Phys., **45**, 303001 (2012).*
*[2] L. Ju et al., Nature Nanotech., **6**, 630 (2011).*
*[3] K. V. Mashinsky et al. Sci. Rep., **14** 7546 (2024).*

Наноскопия одиночных полупроводниковых наноструктур с пространственным и временным разрешением

Милёхин А.Г.[1], Милёхин И.А.[1,2], Тараненко А.В.[1,2], Киселев К.[1], Васильев Р.Б.[3], Дворецкая Л.Н.[4], Мухин И.С.[4], Чиглинцев Э.О.[5,6], Чернов А.И.[5,6], Гайдук А.Е.[1], Подшивайлов Э.А.[7], Французов П.А.[7], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1*
[3]*МГУ им.М.В. Ломоносова, 19991, г. Москва, Ленинские Горы, 1, стр.73*
[4]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8*
[5]*РКЦ, 121205, г. Москва, Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1*
[6]*МФТИ, 141701, г. Доглопрудный, Институтский переулок, д.9*
[7]*ИХКГ СО РАН им. В.В. Воеводского, 630090, г. Новосибирск, Институтская 3*

В работе представлены результаты экспериментальных исследований комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции, усиленных металлизированным зондом атомно-силового (АСМ) (нано-КРС и нано-ФЛ), полупроводниковых 0D, 1D и 2D наноструктур и численных расчетов.

Реализованы условия для наблюдения резонансных нано-КРС и нано-ФЛ в режиме щелевого плазмона для атомарно тонких слоев MoS_2 [2] на плазмонных нанодисках (Au) с высокими коэффициентами усиления. Сравнение спектров нано-КРС и нано-ФЛ двумерных наноструктур, а также гиперспектральных изображений с АСМ-картами наноструктур предоставляют детальную информацию о структурных дефектах и встроенных механических деформациях с пространственным разрешением до 2 нм. Природа усиления нано-КРС в режиме щелевого плазмона была выяснена на основе численного расчета распределения электрического поля в экспериментальной геометрии.

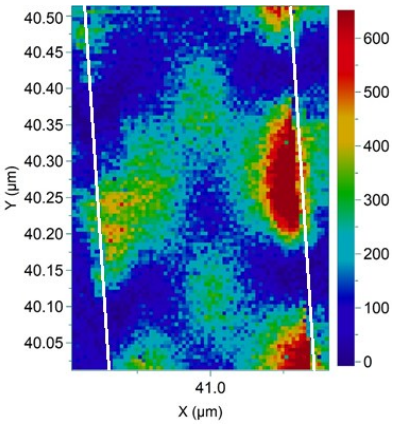


Рис. 1. – Карта распределения интенсивности одной из мод Фабри-Перо от фрагмента вставки GaPAs нанопроволоки GaP. Границы НП показаны белыми линиями.

Получены нано-ФЛ изображения отдельной нанопроволоки с прямозонной вставкой GaPAs с пространственным разрешением около 10 нм. Помимо интенсивной межзонной нано-ФЛ, наблюдаемого из вставки, сигнал ФЛ промодулирован резонансными полосами Фабри-Перо (ФП) резонансов. На основе полученных данных построена карта интенсивности мод ФП (Рис.1). Обсуждается роль локализованного поверхностного плазмона вблизи металлизированного острия зонда для пространственной визуализации ФП-резонансов в полупроводниковых наноструктурах.

Реализовано интенсивное нано-КРС на оптических фононных модах, локализованных в отдельных нанокристаллах (НК) CdSe [1] размером 6 нм, нанесенных на нанодиски Au. Спектры нано-КРС с временным разрешением 0,1 с были получены в области «горячей точки», что позволило наблюдать мерцание интенсивных мод продольных, поперечных и поверхностных оптических фононов. Моды демонстрируют спектральную диффузию, а их интенсивность меняется со временем случайным образом. Природа этого явления обсуждается с точки зрения искажения кристаллической решетки НК, обусловленной горячими электронами из зонда.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00302 П).

[1] I.A. Milekhin et al., Appl. Surf. Sci., ***686****, 162144 (2025).*
[2] N.N. Kurus et al., RCS Advances, ***14****, 3667-3674 (2024).*

Исследование с помощью микроскопии сопротивления растекания тока барьерно-диодных гетероструктур A3B5

Минаев И.И.[1], Клековкин А.В.[1], Ерошенко Г.Н.[1], Свиридов Д.Е.[1], Савин К.А.[1], Кривобок В.С.[1], Пашкеев Д.А.[1], Николаев С.Н.[1].

[1] *Физический институт им. П.М. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т., 53*

Быстрое развитие технологии эпитаксиального роста материалов группы A3B5 с содержанием Sb приводит к активной конкуренции с A2B6 в области ИК фотосенсорики. В связи с этим остро встает вопрос о методах послойного контроля электрофизических свойств в системах A3B5, особенно в части гетероструктур с барьерно-диодной архитектурой фоточувствительных элементов (XBn) и сверхрешеток 2-го рода (T2SL).

Основным результатом данной работы является использование микроскопии сопротивления растекания тока (MCP) для детального анализа барьерных гетероструктур разного дизайна. Эта методика позволила визуализировать распределение амплитуды токового сигнала в поперечном сечении структуры, подтвердив высокое сопротивление барьерной области и однородность проводимости по объему отдельных слоев. В отличие от интегральных электрических измерений, MCP обеспечивает пространственное разрешение нанометрового порядка (5-10 нм) и позволяет выявлять скрытые токовые пути, шунты или диффузионные аномалии, неразличимые другими методами.

Для исследования были реализованы барьерно-диодные структуры InSb/InAlSb, которые включает в себя два контактных слоя, между которыми находятся основной поглощающий слой InSb и барьерный слой $In_xAl_{1-x}Sb$. Варьирование состава барьерного слоя, позволяет достигать приемлемого структурного качества и эффективного подавления темнового тока, эти выкладки подтверждаются методом MCP.

Другой системой материалов для исследования была выбрана InAsSb/AlSb. Идея дизайна аналогична системе InSb/InAlSb, однако барьерный слой представляет из себя бинарный AlSb, поглощающий слой представляет из себя тройной раствор $In_xAs_{1-x}Sb$, что позволяет реализовать гибкую систему с варьированием рабочей длины волны. В данной системе с помощью MCP исследовалось несколько дизайнов гетероструктур.

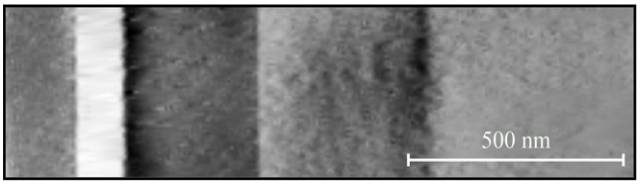


Рис. 1. Двумерная карта амплитуды токового сигнала, полученная с помощью метода MCP на сколе XBn гетеростурктуры InAsSb/AlSb

Для всех структур показано отсутствие признаков локальных пробоев или диффузии, и барьерный слой эффективно разделяет активную и контактную зоны. Продемонстрирована важность создания качественного буферного слоя, препятствующему прорастанию дефектов от подложки. Также удалось разрешить эффекты, связанные с перераспределением заряда на гетерограницах, что позволяет в будущем совершенствовать дизайн фотоприемника. Это подчеркивает технологическую состоятельность подхода и его применимость для создания фотоприемников со сниженным уровнем паразитных токов и возможностью работы при повышенных температурах.

Таким образом, XBn-гетероструктуры, созданные в рамках данной работы, обладают необходимым сочетанием морфологического, структурного и функционального качества. Применение методов сканирующей зондовой микроскопии, включая MCP, дополняет классические рентгеновские и оптические методики, обеспечивая комплексную диагностику и оптимизацию эпитаксиальных инфракрасных детекторов нового поколения.

Плазмонные моды в двумерной электронной системе с щелевым резонатором

И.М. Моисеенко[1*], Ж.А. Девизорова[1], О.В. Полищук[2], В. М. Муравьев[3], Д. А. Свинцов[1]
[1], *МФТИ, Физтех, 141701 г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский переулок, д.9.*
[2] *СФ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, г. Саратов, ул. Зеленая д. 38.*
[3] *ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН, 142432, г. Черноголовка, ул.Академика Осипьяна д.2.*

Плазмоны, будучи коллективными возбуждениями электронной плотности в металлических и полупроводниковых структурах, обеспечивают субволновую концентрацию электромагнитной энергии. Поведение двумерных плазмонов достаточно полно охарактеризовано для неограниченных модельных конфигураций структур на основе двумерных электронных систем (ДЭС) [1, 2], однако задачи о плазмонах в пространственно ограниченных геометриях по-прежнему сохраняют актуальность. Так, уже известны решения для рассеяния плазмонов на одиночном крае ДЭС [3], на границе раздела двух ДЭС с отличающимися проводимостями [4] и т.д. Ключевым элементом плазмонных устройств являются ДЭС с металлическими контактами или затвором, обеспечивающим экранировку. Поэтому исследование эффективности плазмоных возбуждений при рассеянии электромагнитного излучения на металлических элементах, имеет прямое значение для конструирования детекторов и источников электромагнитных сигналов, в том числе на терагерцевых частотах [5, 6, 7].

В представленной работе с применением метода Винера–Хопфа выводятся законы отражения плазмонов в ДЭС на границе, разделяющей её экранированную и открытую части (рис. 1a) при распространении плазмона из открытой области ДЭС. Полученное выражение для коэффициента отражения затем используются для анализа плазмонных мод в щели, образованной металлическими затворами над ДЭС (рис. 1b). Показано, что при малом удалении затвора от ДЭС коэффициент отражения плазмонов оказывается близким к единице, причём при отражении от края экранированной области плазмон испытывает фазовый сдвиг, равный $-\pi/4$. Вследствие этого щель в затворе над ДЭС начинает работать как плазмонный резонатор, собственные моды которого подчиняются нетривиальному условию квантования: $L = \lambda/8 + n\cdot\lambda/2$, где n = 0, 1, 2..., λ — плазмонная длина волны. Фундаментальная мода в такой щели реализуется при $L = \lambda/8$, что существенно отличается от стандартного условия для резонатора Фабри–Перо ($L = \lambda/2$). Сечение поглощения электромагнитного излучения A для щелевых плазмонов достигает значительной величины, приближаясь к «дипольному пределу» $2\lambda_0/\pi$, где λ_0 — длина волны в вакууме.

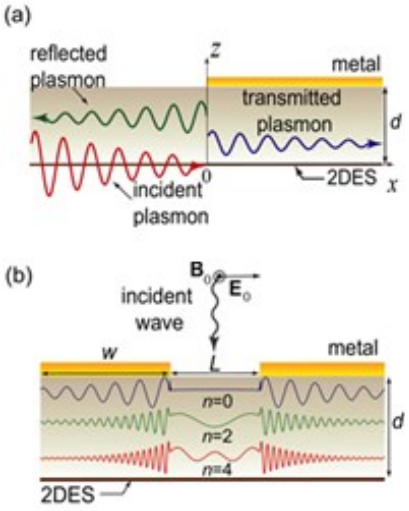


Рис. 1. (a) и (b) Схематическое изображение исследуемых структур.

Работа была поддержана Министерством Науки и Высшего Образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2025-608.

1] F. Stern et al., Phys. Rev. Lett., 18, 546 (1967).
[2] V. Ryzhii et al., J. Appl. Phys., 101, 024509 (2007).
[3] A. Yu. Nikitin et al., Phys. Rev. B, 90, 041407 (2014).
[4] D. Svintsov et al., Phys. Rev. B, 108, L121410 (2023).
[5] S. Boubanga-Tombet et al., Phys. Rev. X, 10, 031004 (2020).
[6] E. I. Titova et al., Adv. Opt. Mater., 13, 2500167 (2025).
[7] I. Moiseenko et al., Phys. Rev. Appl., 24, 014059 (2025).

Плазменные моды в финитных плазмонных кристаллах

Морозов А.А.[1,2], Зарезин А.М.[1], Муравьев В.М.[1] , Кукушкин И.В.[1]

[1] *ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*
[2] *МФТИ (НИУ), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) на протяжении многих лет остаются важным объектом исследований благодаря их фундаментальным свойствам и перспективам применения в терагерцовой электронике. Особый интерес представляют периодические структуры на основе ДЭС, в которых коллективное взаимодействие между элементами решётки может приводить к появлению новых плазмонных мод, отличающихся от плазмонов в отдельной полоске. В недавней работе[1] было показано, что в массиве полосок ДЭС реализуется коллективное плазменное возбуждение (**superlattice plasmon mode)** ,обусловленное периодичностью структуры и латеральным электростатическим экранированием между соседними полосками.

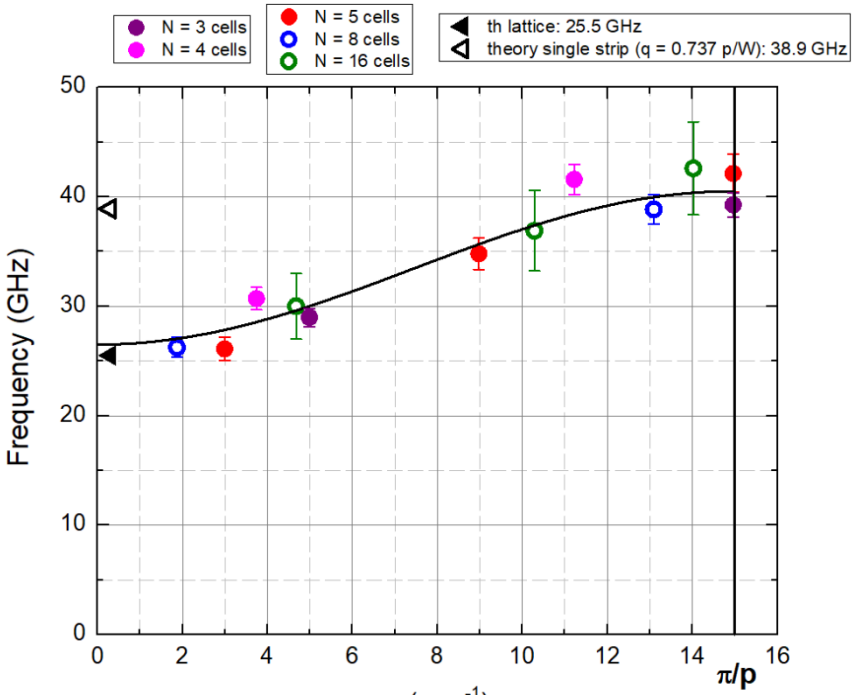


Рисунок 1. Зависимость резонансной частоты от эффективного волнового вектора q для конечных плазмонных кристаллов с различным числом ячеек N

В настоящей работе рассматривается интерпретация экспериментальных резонансов, наблюдаемых в конечных одномерных массивах с различным числом ячеек N. В отличие от бесконечной решётки, для конечной структуры разрешённые состояния оказываются дискретными. Для их сопоставления вводится эффективный волновой вектор $q_n = \frac{(n-0.25)\pi}{Np}$.

где фазовый сдвиг -1/4 учитывает влияние краевых условий на спектр конечного массива.[2] Такое представление позволяет перейти от набора отдельных резонансных частот к единой картине дисперсионной зависимости.

На рис.1 показано, что экспериментальные точки, полученные для структур с разным числом ячеек, при использовании указанного эффективного волнового вектора располагаются вблизи общей ветви ω(q). В области малых q, частоты стремятся к нижнему пределу, соответствующему дну зоны плазмонного кристалла. При этом ветвь имеет наиболее коллективный, решёточный характер. Тогда как при увеличении q → π/p, резонансная частота приближается к верхнему пределу, близкому к дисперсии одиночной полоски.

[1] Muravev V. M., Dzhikirba K. R., Zabolotnykh A. A., Gusikhin P. A., Shuvaev A., Ryzhkov M. S., Khudaiberdiev D. A., Astrakhantseva A. S., Kukushkin I. V., and Pimenov A., Phys. Rev. Research ***8****, 013066 (2026)*
[2] Moiseenko I., Svintsov D., and Muravev V., Phys. Rev. Lett.(2026) https://doi.org/10.1103/f1ry-2hv9

Торцевое терагерцовое излучение краевым плазмоном в графеновой микроленте

Морозов М.Ю.[1], Фатеев Д.В.[1,2], Попов В.В.[1]

[1] *Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, д. 38*
[2]*СГУ им. Н.Г. Чернышевского, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83*

Плазмоны в низкоразмерных структурах позволяют улучшать характеристики оптоэлектронных устройств в терагерцевом (ТГц) частотном диапазоне вследствие сильной локализации поля плазмона [1]. В большинстве проводимых экспериментов латеральные размеры двумерных (2D) структур в направлении, поперечном к волновому вектору плазмона, находятся в диапазоне от нескольких десятков до сотен длин волн плазмона, что позволяет теоретически приближенно описать плазмонные эффекты в предположении, что 2D структура является однородной и бесконечной поперек волнового вектора плазмона [2]. В то же время, краевые эффекты остаются неизученными в рамках такого подхода. Нами разработан теоретический метод интегрального уравнения для численного расчета возбуждения плазмонов в латерально-ограниченных 2D системах [3].

В данной работе численно построена диаграмма направленности (в верхнем полупространстве) потока мощности излучения, рассеянного при возбуждении плазмонных мод нормально падающей ТГц волной в графеновой микроленте, помещенной между двумя одинаковыми диэлектрическими полупространствами. Электрическое поле падающей ТГц волны поляризовано поперек микроленты.

Рассчитаны диаграммы направленности для двух различных плазмонных мод: основного плазмонного резонанса в графеновой микроленте (Рис.1*б*) и краевого плазмона [4] (Рис.1*в*). Показано, что в этих двух случаях диаграммы направленности имеют кардинальные отличия, связанные с возникновением рассеянного излучения в латеральном *y*-направлении, нормальном к узкой грани графеновой микроленты (торцевое излучение в *y*-направлении) при возбуждении краевого плазмона. Такое излучение, по-видимому, связано с дипольными осцилляциями заряда в краевом плазмоне, локализованном вблизи торцов микроленты. Полученные результаты могут быть полезны для создания устройств трансформационной субволновой нанофотоники.

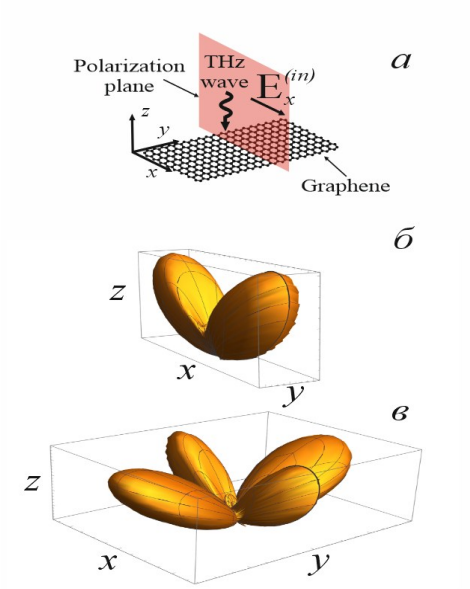


Рис. 1. а) схематическое представление графеновой микроленты (с соотношением размеров сторон 1х50 мкм); диаграммы направленности потока мощности для основного плазмонного резонанса в графеновой микроленте (б) и краевого плазмона (в).

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 22-19-00611-П).

[1] F. H. L. Koppens, D. E. Chang, F. J. García de Abajo Nano Lett. ***11****, 3370–3377 (2011).*
[2] V.V. Popov, O.V. Polischuk, M.S. Shur J. Appl. Phys., ***98****, 033510 (2005).*
[3] K.V. Mashinsky, V.V. Popov, D.V. Fateev, Scientific Reports, ***14****, 7546 (2024).*
[4] V. A. Volkov, S. A. Mikhailov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42, 450 (1985).

Обратный эффект Фарадея в нанокольцах с дираковскими фермионами

В. Ю. Мыльников[1], В. Ю. Качоровский[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26*

Двумерные топологические изоляторы на основе HgTe/CdHgTe были теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены уже почти двадцать лет назад [1]. Объем таких материалов не проводит электрический ток, однако на границах структуры возникают проводящие краевые каналы.

В рамках данной работы мы изучали взаимодействие 1D дираковских электронов, замкнутых в кольцо радиуса R, с циркулярно-поляризованным излучением с частотой ω. Такое кольцо можно создать как на основе обьемных массивных дираковских фермионов, так и на основе краевых состояний (во втором случае ненулевая масса возникает при приложении внешнего магнитного поля). В работе теоретически проанализирован обратный эффект Фарадея (ОЭФ), т.е. генерация постоянного dc тока, I_{dc}, текущего вдоль края нанокольца. Показано, что в случае, когда энергия фотона ħω совпадает с расстоянием между энергетическими уровнями размерного квантования в кольце $\Delta=\hbar v_F/R$ (v_F – скорость Ферми в области линейного спектра, т.е. в области больших импульсов), задача о нахождении волновых функций системы может быть решена точно. Наиболее интересный результат получается для малой, но конечной массы, $mv_F^2<<\Delta$. В этом случае I_{dc} как функция амплитуды электрического поля E волны имеет вид ступенек (см. Рис 1a - синяя кривая). При этом, переходная область от одной ступеньке к другой пропорциональна массе. Увеличение массы приводит к размытию ступенек и радиационный ток начинает линейно расти с ростом электрического поля (зеленая кривая). В случае большой массы ($mv_F^2>>\Delta$) ОЭФ может быть описан в рамках параболического спектра [2].

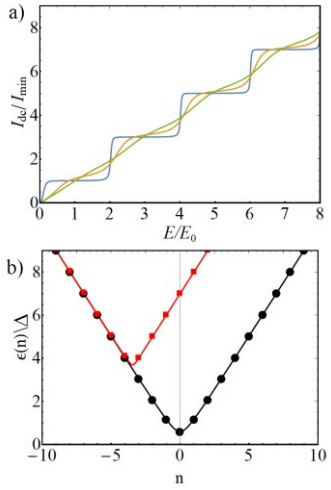


Рис. 1. (*a*) *Зависимость постоянного тока* I_{dc} *от электрического поля волны* E, *нормированные на* $I_{min}=ev_F/2\pi R$ и $E_0=\hbar v_F/eR^2$ (e – *заряд электрона*). *Массовая щель равнялась* $mv_F^2=0.1\Delta$ (*синяя кривая*), $mv_F^2=0.5\Delta$ (*оранжевая кривая*) *и* $mv_F^2=\Delta$ (*зеленая кривая*) (*b*) *Уровни энергии электрона от безразмерного импульса* $n=p/(\hbar/R)$ *для* $E=0$ (*черная кривая*) *и* $E/E_0=7$ (*красная кривая*).,

Возникновение ступенек объясняется перестройкой спектра электронов под воздействием излучения (Рис. 1b). В отсутствии световой волны, состояний с правыми и левыми электронами в системе одинаковое количество (Рис. 1b – черная кривая). С ростом электрического поля волны E минимум энергии сдвигается в сторону отрицательных импульсов (Рис. 1b – красная кривая). В результате, левых электронов в системе становиться больше чем правых, и по кольцу начинает течь постоянный ток. При этом переход между левыми и правыми состояниями в спектре происходит в малой области, пропорциональной массе, из-за чего в радиационном токе возникают ступеньки. Также мы показали, что ступенчатое поведение тока при малых массах ограничено узкой областью частот вблизи $\omega=\Delta/\hbar$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-62-00010.

[1] M. Konig, et al., Science ***318****, 766, (2007).*
[2] K. L. Koshelev, V. Yu. Kachorovskii, and M. Titov, Phys. Rev. B. ***92****, 235426 (2015).*

Универсальность критических индексов для переходов плато – плато квантового эффекта Холла

В.Н. Неверов, С.В. Гудина, Н.С. Сандаков, Н.Г. Шелушинина

ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18, 620108

При рассмотрении системы не взаимодействующих электрона движущихся в неупорядоченном потенциале масштаба A, который намного больше магнитной длины $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$. В этом пределе движение электронов состоит из двух компонентов, которые сильно различаются по времени: быстрое циклотронное вращение электрона с частотой $\omega_c = eB/m$ и медленный дрейф центра орбиты, смещающийся по эквипотенциальной линиям (контурам) крупномасштабного потенциала $V(r)$. Из этого утверждения следует, что электрон локализован вокруг контура $V(r)$ в полосе шириной l_B. Энергия собственного состояния электрона является суммой кинетической энергии циклотронного движения электрона, $(n + 1/2)\hbar\omega_c$ (где $n = 0, 1, 2$ ... обозначает уровень Ландау), и потенциальной энергии контура с которым связано это состояние V_0. Движение электрона делокализовано если собственное состояние $(n + 1/2)\hbar\omega_c + V_0$ находится в энергии перколяции $E_{(c,n)}$, и локализованы в противном случае. Протекание возможно, только при одной энергии в каждой подзоне Ландау $E_{(c,n)}$. Длина локализации $\xi(E) \sim \left|E - E_{(c,n)}\right|^{-\gamma}$, где γ - показатель длины локализации в перколяционной модели. В классическом случае $\gamma = 4/3$ [1]. В работе [2] было учтено тунелирование в седловых, предполагая при этом, что фаза φ, характеризующая связь межу начальным и конечным состоянием при тунелировании равномерно распределена в диапазоне $[0; 2\pi)$. Ими был получен показатель длины локализации $\gamma = 7/3$.

Рассмотрим дельтаобразный рассеивающий центр в крупномасштабном потенциале. Если рассеивающий центр расположен вдали от седловой точки крупномасштабного потенциала $V(r)$, то данный цент не влияет на проводимость системы. Когда дельтаобразный рассеивающий центр находится рядом с седловой точкой, то электрон может рассеяться как на исходный, так и на соседний контур крупномасштабного потенциала. Такое квантование рассеяние отвечает предположениям, сделанным в модели Чалкера - Конингтона. Свойства сетки протекания определяются узлами решетки (седловыми точками). В нашей модели они существуют двух типов: седловая точка с дельтаобразным рассеивающим центром (активный цент) и без него (пассивный центр). Первые дают туннелирование Чалкера-Кодингтона с $\gamma = 7/3$, а вторые классическое туннелирование с $\gamma = 4/3$.

Область образца, которая определяет критическое поведение системы, определяется длиной когерентности волновой функции (длина сбоя фазы L_φ). Полную картину проводимости по сетке протекания будем рассматривать как сумму квантовомеханический событий, произошедших на длине сбоя фазы L_φ. Будем полагать, что квантовомеханическое событие содержащие активный цент будет давать $\gamma = 7/3$, а с только пассивными центрами $\gamma = 4/3$. В результате на эксперименте будет наблюдаться какое-то промежуточное значение показателя длины локализации, что обычно связывают с крупномасштабным потенциалом. При понижении температуры и как следствие увеличение длины сбоя фазы все события будут содержать активные центры и будет наблюдаться только универсальное значение показателя длины локализации $\gamma = 7/3$. Представленная модель хорошо согласуется с выводами экспериментальной работы [3], где связывают наблюдение универсального значения показателя длины локализации с наличием короткодействующего рассеивающего потенциала.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН

*[1] S. A. Trugman // Phys. Rev. B **27**, 1983. P. 7539.*

*[2] J. T. Chalker and P. D. Coddington // J. Phys. C: Sol. St.Phys. **21**. 1988. P. 2665.*

*[3] W. Li, J.S. Xia, et al. //Phys. Rev. B **81**. 2009. P. 216801.*

Краевой плазмон, экранированный боковым металлом

Никонов А.В.[1, 2], Заболотных А.А.[1, 2]

[1]*НИУ «Высшая школа экономики», 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20*
[2]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, к. 7*

Коллективные колебания носителей заряда — плазменные колебания или плазмоны — в двумерных (2D) электронных системах (ЭС) обладают бесщелевым законом дисперсии. Характерные частоты этих колебаний лежат в важном для практики субтерагерцовом диапазоне, что и определяет неугасающий интерес к их исследованиям.

Плазмоны в 2D ЭС, помещённой в диэлектрическое окружение, обладают корневым законом дисперсии [1], тогда как при достаточно близко расположенном к 2D ЭС металлическом затворе дисперсия «смягчается» и становится линейной [2]. Влияние окружения на свойства плазмонов является важной областью исследований двумерной плазмоники.

В работе аналитически исследовано влияние латерально ограниченного металла, расположенного вблизи края полубесконечной 2D системы, на спектр плазмонов, распространяющихся вдоль границы 2D ЭС. Показано, что наличие металла смягчает корневой закон дисперсии 2D плазмонов — в пределе малых расстояний между краем 2D ЭС и поверхностью металла h получена следующая необычная дисперсия плазмонов: $\omega^2 \sim q/ln(1/qh)$, где ω и q — частота и волновой вектор плазмона. Если система помещена в постоянное магнитное поле, перпендикулярное плоскости 2D ЭС, найденная дисперсия расщепляется на две ветви, соответствующие разным знакам фазовой скорости, что характерно для краевых магнитоплазмонов [3–5].

Отметим, что плазмоны в 2D ЭС в форме диска на основе GaAs/AlGaAs-квантовых ям с латеральным металлическим контактом по периметру диска недавно исследовались экспериментально [6]. Для описания полученных результатов был предложен простейший LC-подход и достигнуто качественное согласие между экспериментом и теорией. В настоящей работе получено точное аналитическое решение задачи в пределе малых расстояний h.

В конце стоит отметить, что подобное логарифмическое смягчение плазменной частоты экспериментально наблюдалось в отклике на электромагнитное излучение в сверхрешётке 2D полос [7]. Сильное взаимодействие между электронами в соседних полосках в пределе малых расстояний между полосами h приводит к следующему выражению для частоты: $\omega^2 \sim q_\perp/ln(1/q_\perp h)$, где $q_\perp$ обратно пропорционально периоду решётки и соответствует её эффективному волновому вектору.

Работа выполнена за счёт средств гранта РНФ 25-22-00731.

[1] F. Stern, Phys. Rev. Lett. 18, 546 (1967).
[2] А. В. Чаплик, ЖЭТФ 62, 746 (1972).
[3] S. J. Allen et al., Phys. Rev. B 28, 4875(R) (1983).
[4] D. B. Mast et al., Phys. Rev. Lett. 54, 1706 (1985).
[5] В.А. Волков, С.А. Михайлов, Письма в ЖЭТФ 42, 450 (1985).
[6] A. M. Zarezin et al., Phys. Rev. B 108, 115419 (2023).
[7] V. M. Muravev et al., Phys. Rev. Research 8, 013066 (2026).

Управление населённостью экситонных состояний в муаровом потенциале при комнатной температуре

Осколкова Т.О.[1], Koo Y.[2], Шубник А.А.[1], Честнов И.Ю.[1], Park K.-D.[2], Иорш И.В.[1], Кравцов В.[1]

[1]*Университет ИТМО, 191002, г. Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, д. 9*
[2]*Pohang University of Science and Technology (POSTECH), 37673, Pohang, 77 Cheongam-ro*

Муаровые сверхрешётки на основе атомарно-тонких полупроводников, способные эффективно локализовать межслоевые экситоны в своем периодическом потенциале, привлекли большое внимание как платформа для создания квантовых симуляторов [1]. Стоит отметить, что прямое наблюдение локализованных муаровых состояний в виде нескольких резонансов в спектре фотолюминесценции (ФЛ) межслоевого экситона прежде было возможно преимущественно в условиях сверхнизких температур [2]. В данной работе представлен метод для активации муаровых экситонов и контроля их населённости в муаровом потенциале при комнатной температуре с помощью метода локальной деформации зондом атомно-силового микроскопа (АСМ).

В работе были изготовлены гетероструктуры MoS_2/WSe_2 на эластичной подложке из полидиметилсилоксана. Такие гетероструктуры характеризуются формированием прямого межслоевого экситона с длиной волны излучения около 1 эВ. В процессе измерения спектров ФЛ, к гетероструктуре была приложена локальная деформация путем вертикального смещения зонда АСМ. В отсутствие деформации спектр ФЛ не имеет выраженных особенностей, тогда как для деформированной гетероструктуры наблюдается возникновение шести разрешённых резонансов (X1–X6). Мы полагаем, что появление данных резонансов обусловлено локализацией межслоевых экситонов в муаровом потенциале, что количественно подтверждается с помощью численного расчета спектра ФЛ на основе теории функционала плотности.

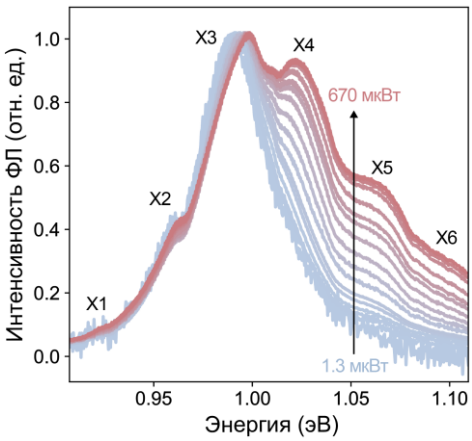


Рис. 1. Нормированные спектры ФЛ межслоевого экситона в деформированной гетероструктуре MoS_2/WSe_2 при разной мощности накачки.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ межслоевого экситона в деформированной гетероструктуре при различной мощности накачки. Продемонстрировано, что при увеличении мощности наблюдается увеличение относительной амплитуды ФЛ высокоэнергетичных пиков (X4–X6). Данный результат можно объяснить последовательным заполнением квантовых уровней в муаровом потенциале при увеличении концентрации экситонов. Кроме того, при увеличении мощности наблюдается сдвиг всех резонансов муаровых экситонов в сторону больших энергий, что свидетельствует об эффективном экситон-экситонном взаимодействии внутри муаровой сверхъячейки.

Таким образом, в работе представлен метод для активации муаровых экситонов при комнатной температуре с помощью локальной деформации. Впервые представлен теоретический расчет спектра ФЛ муаровых экситонов. Продемонстрирована возможность управления населённостью экситонных состояний в деформированной гетероструктуре путем изменения мощности накачки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №25-72-20029.

[1] D. M. Kennes et al. Nature Physics, 17(2),155-163 (2021).
[2] K. Tran et al. Nature, 567(7746), 71-75 (2019).

Электронный клапан Теслы

Погосов А.Г.[1,2], Сарыпов Д.И.[1,2], Похабов Д.А.[1,2],
Жданов Е.Ю.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Аналогия коллективного движения электронов в достаточно чистых проводниках с течением вязкой жидкости продуктивна в том смысле, что позволяет предсказывать и анализировать эффекты, обусловленные электрон-электронным взаимодействием, интуитивно основываясь на представлениях о соответствующих явлениях в динамике жидкостей и газов [1, 2]. Интересно, однако, выяснить, как далеко распространяется данная аналогия. В частности, охватывает ли она нелинейные гидродинамические явления, такие как турбулентность? Прямой способ ответить на эти вопросы — адаптировать известные жидкостные устройства под электронные системы и проверить, работают ли они одинаково. Одним из таких устройств является клапан Теслы [3], призванный выпрямлять поток жидкости без использования движущихся частей.

Согласно идее Н. Теслы, сопротивление клапана должно зависеть от направления потока в силу асимметрии структуры (рис. 1). Высокое сопротивление возникает при обратном протекании, когда поток разделяется и впоследствии сталкивается сам с собой, а низкое — при прямом, где разделения потока нет. Хотя клапан Теслы запатентован более ста лет назад, его способность выпрямлять потоки газов и жидкостей остается в фокусе современных исследований, которые показывают, что описанный эффект выпрямления достигается лишь в турбулентном режиме [4]. Течение же электронной жидкости в таких структурах не исследовано вовсе и рабочий электронный клапан Теслы до сих пор не был реализован.

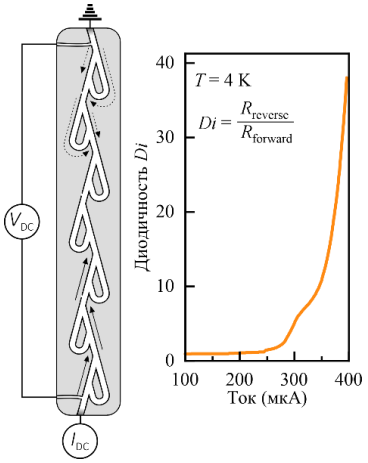


Рис. 1 Схематичное изображение клапана Теслы (слева), выпрямляющая способность клапана, измеренная как отношение обратного сопротивления к прямому (справа)

В данной работе мы представляем клапан Теслы, изготовленный на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом. Клапан создан с помощью электронной литографии. Характерная ширина канала — 2,5÷5 мкм, геометрия идентична запатентованной [2]. Созданный электронный клапан демонстрирует значительное выпрямление электрического тока [5], причем обратное сопротивление в десятки раз превышает таковое при прямом протекании (рис. 1). Выпрямление возникает при большом постоянном тянущем токе ~ 200 мкА. Он существенно разогревает электронную систему и слабо — подложку, увеличивая частоту межэлектронных столкновений, практически не добавляя фононов, и тем самым переводит электронный транспорт в гидродинамический режим. Схожий характер выпрямления в электронном и водяном [3] клапане Теслы указывает на единый механизм выпрямления — турбулентность гидродинамического потока.

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

[1] D. I. Sarypov, D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov et al., Phys. Rev. Lett., ***134****, 026302 (2025).*
[2] D. I. Sarypov, D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov et al., Phys. Rev. Lett., ***135****, 236301 (2025).*
[3] N. Tesla, Valvular conduit. US patent 1,329,559 (1920).
[4] Q. M. Nguyen et al., Nat Commun, ***12****, 2884 (2021).*
[5] D. I. Sarypov, D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov et al., arXiv preprint: 2603.16443 (2026).

Влияние продольного растяжения и поперечного сжатия на кристаллическую структуру и динамику ВЗП в TaS_3

С. Г. Зыбцев[1], **В. Я. Покровский[1]**, М. В. Никитин[1], Н. В. Казанцева[2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия*
[2]*ИФМ им. М.Н.Михеева, Уральское отделение РАН*

Более 40 лет назад в квазиодномерном проводнике TaS_3 был открыт необычный эффект [1]: при одноосном растяжении, при значениях выше критического, ~ 0.4%, волна зарядовой плотности (ВЗП) переходит в новое состояние. Пороговые напряжения уменьшаются в 5-7 раз, резко возрастает когерентность ВЗП: наблюдалось до 10 гармоник узкополосного шума [2] и 100%-я синхронизация с ВЧ полем. Это позволило нам назвать новое состояние ультракогерентным (УК).

Удлинение либо сжатие происходило за счёт изгиба подложки, помещённой в криостат, с помощью механического стержня. Вискер TaS_3 крепился на её поверхности – либо поперёк, либо вдоль оси изгиба, соответственно. Мы измеряли ВАХ при фиксированной деформации образца.

Эксперименты показали схожесть воздействия сжатия поперёк цепочек и растяжения – вдоль. Можно предположить, что удлинение TaS_3 приводит и к поперечному сжатию кристалла. Однако УК ВЗП при сжатии пока наблюдать не удалось. Возникает вопрос: то ли деформация была недостаточной, то ли воздействие сжатия принципиально иное? Ответ может быть в особенностях кристаллической структуры TaS_3. Многие исследователи отмечали высокую дефектность кристаллов TaS_3, имеющих мозаичную или блочную структуру. С помощью высоковольтного импульса (>100 кВ) нам удалось разбить кристалл на множество блоков с ортогональным сечением, что дополнительно продемонстрировало его блочную структуру.

Нами также были проведены исследования в просвечивающем электронном микроскопе. На миниатюрных кремниевых шайбах, совместимых с охлаждаемой приставкой, были изготовлены растянутые и нерастянутые вискеры TaS_3. На рис.1а,б показаны электронограммы кристаллов TaS_3 для нерастянутого и растянутого вискера при азотной температуре.

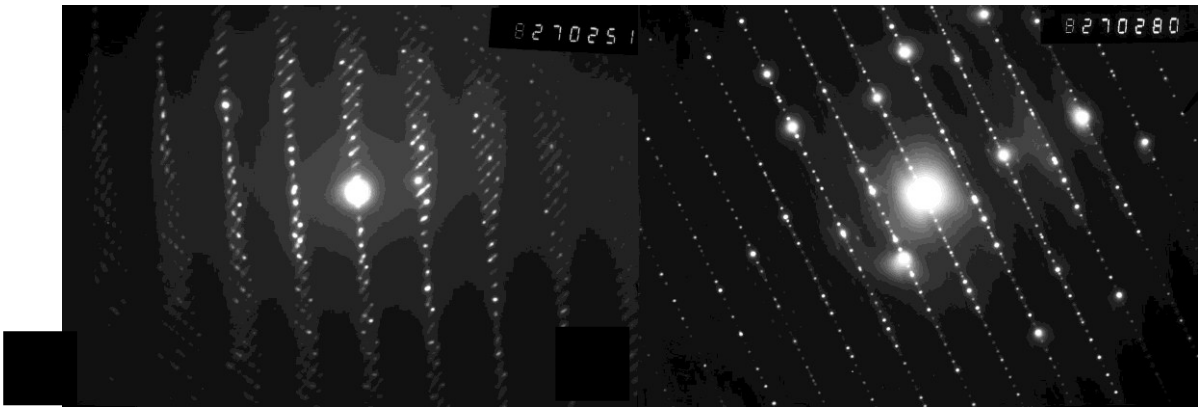


Рис.1 Электронограммы нерастянутого (а) и растянутого (б) образца. T=77 K.

На нерастянутом образце видна сильная разоеринтация кристаллической структуры. На растянутом разоеринтация отсутствует, видны четкие основные рефлексы и сверхструктурные – от ВЗП. Т.о. растяжение снимает эту разупорядоченность, что может привести к резкому увеличению когерентности ВЗП и внести вклад в УК состояние ВЗП.

*[1] V. B. Preobrazhensky, A.N. Taldenkov, Solid State Comm., **54**, 399, (1985)*
*[2] С.Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, et al., ЖЭТФ, **151**,776 (2017)*

Влияние типа контакта на возникновение напряжения в режиме квантового эффекта Холла при отсутствии тока через образец

С.Д. Попов[1], В.Н. Неверов[1], С.В. Гудина[1], Н.С. Сандаков[1], К.В. Туруткин[1], Н.Б. Груздев[1], И.С. Васильевский[2], А.Н. Виниченко[2]

[1]*ИФМ УрО РАН, г. Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18, 620108*
[2]*НИЯУ МИФИ, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31, 115409*

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ), состоящий в том, что на магнитополевой зависимости поперечного (холловского) сопротивления вырожденного двумерного электронного газа (ДЭГ) в низких температурах и сильных магнитных полях наблюдаются плато КЭХ, может быть интерпретирован на основе модели краевых состояний. Экспериментальный образец с ДЭГ имеет границу, задаваемую литографическим краем или краем области под затвором. Возле края формируется обедняющее электрическое поле, приводящее к зависимости нуля отсчёта уровней Ландау от координаты, поэтому уровни Ландау «изгибаются» вверх вблизи края. В скрещенных магнитном и электрическом полях заряженная частица дрейфует вдоль линий постоянной энергии - эквипотенциалей. Электроны заполняют состояния согласно статистике Ферми - Дирака до некоторого уровня Ферми, и при факторе заполнения, близком к целочисленному значению, вдали от краёв формируются локализованные состояния, не участвующие в проводимости, а вблизи краёв - краевые токовые состояния.

В магнитных полях, отвечающих середине плато КЭХ, в отсутствие тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах в образце с геометрией холловского мостика (эффект неэквивалентности контактов) [1]. Данный эффект наблюдается довольно редко и не понятны условия для его наблюдения. Цель данной работы определить требования к потенциальным контактам необходимое для наблюдения эффекта неэквивалентности контактов. Пропуская ток через контакт, мы можем изучить его свойства. Использовалась следующая геометрия эксперимента: ток пропускался через потенциальный контакт, который мы исследуем, и токовый контакт; напряжение измерялось с потенциальных контактов. Такая комбинация двух- и четырехзондового метода измерения сопротивления позволяет нам изучать сопротивление одного контакта.

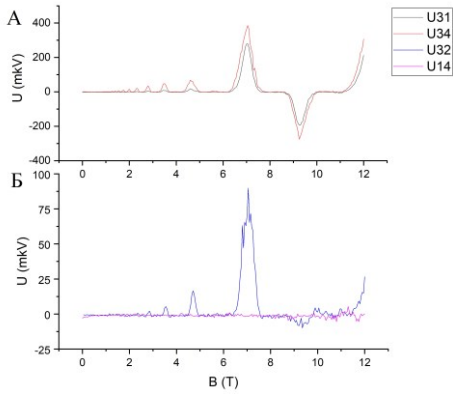


Рисунок 1. Пары контактов А) омический-туннельный Б) туннельные (U_{32})/омические (U_{14})

Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проводились в низких температурах $T = 4.2$ К, в магнитных полях до $B = 12$ Тл, на образцах InGaAs/InAlAs с плотностью электронов $n = 6.8 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и подвижностью $\mu = 20$ м^2/В·с. Ток через образец изменялся от −15 до 15мкА.

В результате измерений ВАХ контактов было установлено, что контакты 1 и 4 показывают линейную зависимость ВАХ во всей области магнитных полей, что характерно для омических контактов. Для контактов 2, 3 в магнитных полях отвечающим переходу между плато КЭХ наблюдались линейные зависимости ВАХ, а в магнитных полях отвечающим плато КЭХ наблюдались ВАХ характерные для туннельных контактов. На рис. 1 представлена зависимость напряжения пар контактов омический-туннельный контакт (U31, U34) и пары контактов туннельный-туннельный (U32). Таким образом, для наблюдения эффекта неэквивалентности контактов необходимо иметь хотя бы один туннельный контакт в паре. Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

[1] S.V. Gudina et al. // Physics of Metals and Metallography, 125, No. 2, P. 137–141, (2024).

Наблюдение кирального магнитного эффекта в объемном *n*-HgTe с низкой концентрацией электронов

Лончаков А.Т.[1], Бобин С.Б.[1], **Попов С.Д.[1]**, Пряничников С.В.[2], Якунин М.В.[1]

[1]*ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*
[2]*Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101*

Теллурид ртути относится к классу бесщелевых полупроводников, кристаллизующихся в структуре цинковой обманки без центра инверсии, и обладает инвертированным электронным спектром в центре зоны Бриллюэна. Интерес к объемному HgTe обусловлен его ролью базового материала для различных низкоразмерных структур (квантовые ямы, сверхрешетки, коллоидные квантовые точки), активно исследуемых в последние годы. Согласно теоретическим предсказаниям [1, 2], в материалах класса HgTe может реализоваться топологическая фаза полуметалла Вейля (ПМВ). Однако, ее наличие в HgTe до сих пор не получило экспериментального подтверждения. Одним из ключевых экспериментальных признаков ПМВ является киральный магнитный эффект (КМЭ) – квадратичный по магнитному полю вклад в продольную магнитопроводимость, возникающий вследствие киральной аномалии в системе вейлевских фермионов [3]. В настоящей работе выполнено исследование продольного магнитосопротивления (МС) $\rho_{zz}(B)$ (магнитное поле направлено вдоль тока) в монокристалле *n*- HgTe с рекордно низкой концентрацией электронов ($7.3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$), что открывало возможность для наблюдения КМЭ и проверки предсказаний о существовании ПМВ-фазы в HgTe. Образец был аттестован методами рентгеновской дифракции и магнитометрии, подтвердившими его фазовую однородность и отсутствие магнитных примесей. Измерения МС выполнены четырёхзондовым методом в интервале температур (0.3–170) K и магнитных полях до ±13 Тл.В результате было найдено, что приведенное продольное МС $MR = (\rho_{zz}(B) - \rho_0)/\rho_0$ демонстрирует отрицательный знак в широком диапазоне температур. Максимальная величина отрицательного MR достигала ≈(80–90)% при T = (20-80)K и сохранялась на уровне ~60% вплоть до 170 K. что свидетельствовало об его устойчивости к тепловым возмущениям. При понижении T ниже 20 K величина MR уменьшалась до практически нулевого уровня при T = 0.3K. Для того, чтобы связать наблюдаемое отрицательное МС с киральной аномалией и КМЭ был выполнен анализ продольной магнитопроводимости $\sigma_{zz}(B) = [\rho_{zz}(B)]^{-1}$в области классических магнитных полей. Он показал, что экспериментальные зависимости хорошо описываются квадратичным законом $\sigma_{zz}(B) = \sigma_0 + aB^2$, что соответствовало предсказаниям теории [3] КМЭ для вырожденного электронного газа. Из подгоночного параметра a с использованием полученного в [3] выражения для киральной добавки определены значения междолинного времени рассеяния τ_V при различных температурах. Показано, что в значительной части интервала температур обеспечивается условие наблюдения КМЭ $\tau_V \gg \tau_{tr}$ (где τ_{tr} – транспортное время рассеяния, оцененное из подвижности). Только при T = 1.8K имело место $\tau_V \sim \tau_{tr}$. Экстраполяция зависимости $\tau_V(T)$ к T = 0.3K дала $\tau_V \approx 2\cdot10^{-13}$с $\ll \tau_{tr}$, что предполагает отсутствие КМЭ в согласии с экспериментом. Сильным междолинным рассеянием можно объяснить отсутствие квантовых осцилляций МС при T = 0.3K, несмотря на достаточно высокую подвижность $3\cdot10^5$см^{2}В$^{-1}$с$^{-1}$.

Таким образом, представленные данные впервые свидетельствуют о наличии КМЭ в объёмном *n*-HgTe с предельно низкой концентрацией электронов – эффекта, который в ПМВ является прямым следствием киральной аномалии. Тем самым получен веский аргумент рассматривать объемный *n*-HgTe с низкой электронной плотностью в качестве кандидата в семейство ПМВ без центра инверсии. Результаты работы важны как для фундаментальной физики топологических материалов, так и для потенциальных приложений в спинтронике и оптоэлектронике. Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 25-22-00592).

[1]J. Ruan et al., Nat. Commun. 7, 11136 (2016).
*[2]T. Ojanen, Phys.Rev, B **87**, 245112 (2013).*
*[3] D.T. Son, B.Z. Spivak, Phys. Rev. B **88**, 104412 (2013).*

Эффект храповика в латеральном плазмонном кристалле: гигантское усиление за счёт интерференции «светлых» и «тёмных» мод

С.О. Поташин[1], И.В. Горбенко[1], В.Ю. Качоровский[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Постоянный DC ток, индуцированный внешним излучением, может возникать в системах с нелинейностью и пространственной асимметрией за счёт эффекта «храповика». В частности, этот эффект наблюдается в 2D электронных системах с двойным решёточным затвором, который создаёт периодическую модуляцию электронной плотности. Такая модуляция приводит к формированию латерального плазмонного кристалла (ЛПК), зонами которого можно управлять затворными напряжениями [1,2]. Постоянный ток в ЛПК возникает, если структура асимметрична и, как следствие, имеется фазовый сдвиг между модуляцией концентрации носителей и модуляцией ближнего поля, возникающей в 2D канале при освещении ЛПК [3].

В данной работе рассмотрена модель ЛПК, представляющую собой чередование областей длиной L_1 и L_2 с плазмонными скоростями s_1 и s_2. Развита непертурбативная теория эффекта храповика, в которой модуляция концентрации учитывается точно, тогда как внешнее модулированное электромагнитное поле рассматривается в рамках теории возмущений. Изучены режимы слабой ($\delta s = s_1 - s_2 \ll s_1$), промежуточной ($s_2 \sim s_1$) и сильной ($s_2 \ll s_1$) связи. В отличие от предыдущих работ (см. [3], а также работу [4] и ссылки там), ограниченных линейным приближением по δs, предложенный непертурбативный подход позволяет описывать ЛПК с произвольной силой связи.

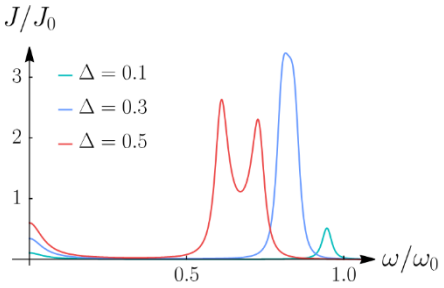


Рис.1 Зависимость DC тока от частоты ω в единицах фундаментальной частоты ω_0 при разных значениях $\Delta = (s_1 - s_2)/s_1$ при $L1 = L2$ и $\gamma/\omega_0 = 0.05$, $\omega_0 = \pi s_1/L_1$. (γ - темп релаксации импульса)

Установлено, что в режиме слабой связи во втором порядке по $(\delta s)^2$ возникает гигантское усиление плазмонного пика на фоне друдовского отклика, связанное с интерференцией так называемых «светлых» и «тёмных» мод. При увеличении δs наблюдается расщепление светлых и тёмных мод (Рис.1). В режиме сильной связи реализуются два типа поведения. При достаточно большом затухании наблюдается резонансный режим с доминирующим фундаментальным пиком. При малом темпе релаксации возникает суперрезонансный режим [2] с плотной серией светлых и тёмных пиков. Полученные результаты демонстрируют возможность эффективного управления величиной и знаком фототока с помощью затворных напряжений и частоты излучения (рис. 2).

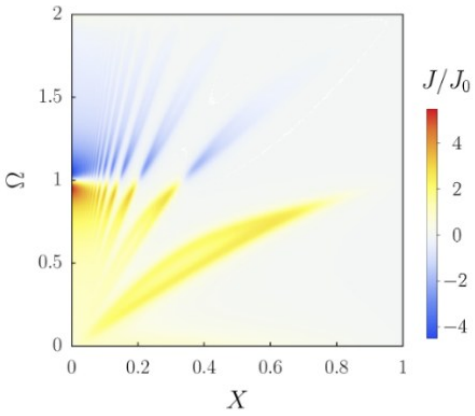


Рис.2 Карта плотности тока, в зависимости от параметра $X=s_2/s_1$ и безразмерной частоты $\Omega=\omega/\omega_0$ при $\gamma/\omega_0=0.1$

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-62-00010).

[1] V. Kachorovskii, M. Shur, App. Phys. Lett. 100, 232108 (2012).
[2] I.V. Gorbenko, V.Yu. Kachorovskii , Phys. Rev. B 110, 155406 (2024).
[3] E. L. Ivchenko and S. D. Ganichev, JETP Letters 93, 673–682 (2011).
[4] S. Potashin, L.Golub, V.Kachorovskii, Phys. Rev. B 111, 205401(2025).

Транспортное детектирование гидродинамических электронных вихрей

Похабов Д.А.[1,2], Егоров Д.А.[1,2], Жданов Е.Ю.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1,2], Погосов А.Г. [1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

В последние годы значительно возрос интерес к гидродинамическому режиму транспорта в высокоподвижных электронных системах, где межэлектронные столкновения доминируют над рассеянием на примесях и фононах [1, 2]. В таких условиях электронный транспорт демонстрирует эффекты, характерные для классической вязкой жидкости. Одним из наиболее ярких проявлений электронной гидродинамики являются электронные вихри. Лишь недавно вихри были визуализированы с помощью специфических зондовых методик в ограниченном кругу материалов, а именно в графене [3] и структурах на основе WTe_2 [4]. В настоящей работе предложен и реализован простой транспортный подход к детектированию стационарных вихрей.

Экспериментально исследованы образцы, созданные в двумерном электронном газе на основе GaAs и представляющие собой широкий проводящий канал с примыкающими к нему круглыми полостями диаметром от 8 до 24 мкм. Каждая полость снабжена парой узких потенциометрических контактов, расположенных симметрично относительно входа в полость. В широком диапазоне температур измерена разность потенциалов между этими контактами в режиме линейного отклика. Обнаружено, что при низких температурах разность потенциалов отрицательна, что указывает на возникновение гидродинамического вихря внутри полости. С ростом температуры отрицательный сигнал сменяется положительным, что может быть обусловлено переходом между гидродинамическим и диффузионным режимами. Критическая температура этого перехода определяется универсальным соотношением между размером полости и длиной Гуржи — характерным масштабом вязких эффектов. Это подтверждает гидродинамическую природу наблюдаемого эффекта. Дополнительным аргументом в пользу гидродинамической интерпретации служат контрольные эксперименты на полостях с модифицированной геометрией, препятствующей формированию замкнутого вихря, в которых отрицательный сигнал не наблюдается. Предложенный подход открывает путь к систематическому изучению перехода между диффузионным и гидродинамическим режимами в электронных системах без привлечения сложных зондовых методик.

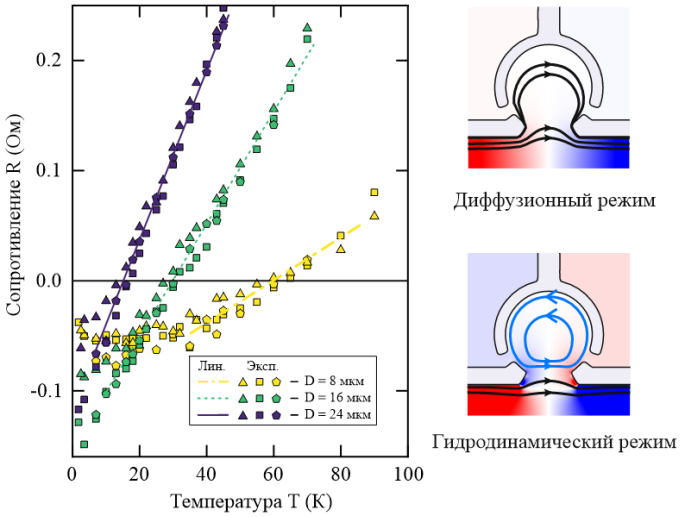


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры для разных диаметров круглых полостей. Схематически показаны линии тока в диффузионном и гидродинамическом режимах транспорта.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-12-00343-П).

*[1] D. A. Egorov, D.A. Pokhabov et al., Appl. Phys. Lett., **125**, 112103 (2024).*
*[2] D. A. Egorov, D.A. Pokhabov et al., J. Appl. Phys., **138**, 115701 (2025).*
*[3] M. L. Palm et al., Science, **384**, 465 (2024).*
*[4] A. Aharon-Steinberg et al., Nature, **607**, 74 (2022).*

Влияние диэлектрического контраста на энергетический спектр и волновые функции электрона в наноструктурах

Родина А.В.[1], Головатенко А.А. [1], Бельтюков Я.М [1], Алексеев А.Ю[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.*
[2]*Department of Mathematics, University of Geneva, CH-1211 Geneve 4, Switzerland*

Хорошо известно, что наличие диэлектрического контраста $q = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)$ в полупроводниковых наноструктурах, то есть разницы диэлектрических проницаемостей в полупроводнике (ε_1) и окружающей его диэлектрической среды ($\varepsilon_2 < \varepsilon_1$), приводит к перестройке энергетического спектра носителей заряда и усилению их кулоновского взаимодействия. Данный эффект детально исследован экспериментально и теоретически применительно к экситонам в полупроводниковых квазидвумерных системах. Однако теоретический анализ перестройки энергетического спектра носителей заряда, как правило, проводился либо в приближении бесконечно высокого потенциального барьера (где расходящийся на границе потенциал самодействия учитывался численно или в рамках теории возмущений), либо для модельных сглаженных потенциалов самодействия, не содержащих расходимости вблизи резкой границы раздела сред.

В недавней работе [1] нами впервые предложен метод точного учета потенциала самодействия для электрона, обусловленного поляризацией среды в условиях диэлектрического контраста с двух сторон от резкой границы с конечной высотой потенциального барьера V. Метод основан на дополнении уравнения Шредингера граничным условиям (ГУ), гарантирующими непрерывность плотности потока вероятности и непрерывность волновой функции электрона на границе с учетом ее асимптотического поведения вблизи границы. ГУ зависят от единственного феноменологического параметра W, моделирующего всю микроскопическую информацию о границе. Для случая одной плоской границы нами получено точное решение уравнения Шредингера, обнаружено существенное влияние диэлектрического контраста $q > 0$ на матрицу рассеяния электрона при энергиях выше барьера $E > V > 0$, формирование резонансных состояний в области энергий $V > E > 0$ и локализованных у границы состояний с энергиями $E < 0 < V$ или $E < V < 0$. Значение поверхностного параметра W можно оценить аналитически для заданного потенциала самодействия (точного микроскопического или модельного) или из сопоставления рассчитанных параметров (спектра, фазы отражения или матрицы рассеяния) с экспериментальными данными. Теория хорошо описывает экспериментальные спектры локализованных состояний электрона над поверхностью жидкого гелия [2].

Применение предложенного метода к расчету приповерхностной асимметричной квантовой ямы позволило обнаружить значительную перестройку дискретного спектра электронных состояний с энергиями ниже барьера V. Наиболее существенная перестройка спектра наблюдается в области энергий, близких к высоте барьера V: здесь возникают новые мелкие энергетические уровни, при этом электронная плотность оказывается локализованной преимущественно в области среды с **меньшей** диэлектрической проницаемостью. Сопоставление теоретических и численных расчетов позволяет определить параметры интерфейсного слоя, который может быть описан с помощью одного параметра W.

В рамках доклада мы также рассмотрим влияние диэлектрического контраста $q > 0$ на дискретный энергетический спектр и волновые функции электрона в наноструктурах с различной геометрией: квазидвумерных нанопластинках (квантовых ямах) и сферических нанокристаллах (квантовых точках), в том числе со структурой ядро/оболочка.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23–12–00300-П.

[1] Y.M. Beltukov, A.V. Rodina, A. Alekseev, Al.L. Efros, Appl. Phys. Rev. ***12****, 041415 (2025).*
[2] C.C. Grimes, T.R. Brown, M.L. Burns, C.L. Zipfel, Phys. Rev. B ***13****, 140 (1976).*

Усиленный плазмонами эффект увлечения в проводящей двумерной полосе

Родионов Д.А.[1], Загороднев И.В.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7*

Проведено теоретическое исследование эффекта увлечения импульса монохроматической плоской волны в двумерной электронной системе в форме полосы. Особое внимание уделено частотному диапазону, где происходит возбуждение плазменных колебаний (плазмонов), что способствует усилению этого эффекта.

Полоса располагается на диэлектрической подложке, на обратной стороне которой расположен плоский идеально проводящий металлический электрод. Рассматривается предел сильного экранирования, когда расстояние от полосы до металла много меньше ширины полосы W и характерной длины волны возбуждаемых плазмонов [1]. Также система помещена в однородное магнитное поле перпендикулярное плоскости полосы, что дает дополнительный канал изменения свойств плазмонов (магнитоплазмонов). Для описания динамики электронов решалось уравнение Эйлера без барического вклада совместно с уравнениями Максвелла.

Сначала был найден линейный отклик системы. При возбуждении плазменных колебаний в частотных зависимостях физических величин, характеризующих динамику системы, возникают резонансы. При возбуждении высокодобротных магнитоплазмонов, т.е. при частотах много больших обратного характерного времени рассеяния носителей в системе γ, положение и ширина этих резонансов совпадает с частотой и темпом затухания магнитоплазмонов, соответственно. Квадрат частоты резонансов есть $v_{pl}^2 k_n^2 + \omega_c^2$, где n – номер плазменной моды, $k_n^2 = (n\pi/W)^2 + k_{||}^2$ – размерно-квантованный квадрат модуля волнового вектора падающей волны, $k_{||}$ – компонента волнового вектора вдоль полосы, v_{pl} – скорость плазмона [2], ω_c – циклотронная частота носителей заряда. Полуширина монотонно возрастает от значения γ/2 в отсутствие магнитного поля и стремится к γ с увеличением магнитного поля.

Затем был исследован квадратичный dc отклик системы, который повторяет резонансное поведение в частотной зависимости. Найдена интегральная связь между полным током вдоль полосы и напряжением между её краями, которое обобщает локальный закон Ома и модифицирует эффект Холла. В отсутствие магнитного поля ток при плазменном резонансе присутствует только, если возбуждающее электрическое поле коллинеарно тангенциальной компоненте волнового вектора на плоскость полосы. При малых магнитных полях, т.е. $\omega_c \ll v_{pl} k_n$, добавка к току квадратична по его величине и при некоторых углах падения и поляризациях может быть отрицательной. Например, для волны с тангенциальной компонентой волнового вектора вдоль полосы эта добавка положительна при p-поляризации и отрицательна при s-поляризации. С дальнейшим увеличением величины магнитного поля значение тока увеличивается. При больших классических магнитных полях, т.е. $\omega_c \gg v_{pl} k_n$, ток имеет квадратичную зависимость от магнитного поля. При этой особенности в силе тока, напряжение является монотонно возрастающей функцией магнитного поля при любых направлениях и поляризациях падающей волны.

Работа выполнена за счет средств гранта РНФ № 25-22-00450.

[1] D.A. Rodionov, I.V. Zagorodnev, Phys. Rev. B, ***112****, 075418 (2025).*
[2] I.V. Zagorodnev, A.A. Zabolotnykh, D.A. Rodionov, V.A. Volkov, Nanomaterials, ***13****, 975 (2023).*

Стимулированное излучение в гетероструктурах на основе HgCdTe с квантовыми ямами при оптической накачке импульсами различной длительности

В. В. Румянцев[1], К. А. Мажукина[1*], В. Я. Алешкин[1,2], А. А. Дубинов[1,2], В. В. Уточкин[1], Е. Ю. Горячкина[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], С. В. Морозов[1]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*
[3]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, д. 13*

Исследования, выполненные в последние годы, показывают, что структуры с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe могут быть использованы как для детекторов среднего ИК диапазона, так и лазеров, способных работать в спектральной области, недоступной квантовым каскадным лазерам (ККЛ): длина волны λ от 25 до 60 мкм [1]. При этом, как и в объемном HgCdTe, в КЯ при низкой мощности оптического возбуждения времена рекомбинации носителей контролируются процессом рекомбинации через примеси/дефекты (рекомбинация Шокли-Рида-Холла) [2]. Поскольку время захвата электронов из зоны проводимости на уровни акцепторов оказывается значительно больше времени захвата дырок из валентной зоны время рекомбинации определяется в основном захватом электронов. В работе рассчитаны времена захвата электронов на состояния вакансий ртути и времена рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ) для гетероструктур с КЯ на основе HgCdTe с шириной запрещенной зоны ~ 50 мэВ.

Исследуемые структуры, содержащие массив КЯ внутри волноводного слоя, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs-подложках. Результаты расчета хорошо соответствуют наблюдаемым значения пороговой плотности мощности оптического возбуждения, необходимых для получения стимулированного излучения (СИ) из выращенных КЯ на длине волне ~ 20 мкм [2]. Обнаружено, что при переходе от импульсного возбуждения с длительностью ~ 100 нс к режиму «длинных» импульсов (длительность более 20 мкс) происходит уменьшение пороговой интенсивности возбуждения не менее, чем на порядок. Последнее связывается с насыщением процесса рекомбинации ШРХ при увеличении длительности импульса за счет накопления неравновесных носителей на центрах рекомбинации. В дальнейшем структуры была подвергнуты ионному или жидкостному травлению для формирования резонаторов различных типов. Обнаружено, что после ионного травления зависимость интенсивности стимулированного излучения от мощности накачки изменяется, что связывается с усилением оже-процессов при высокой мощности возбуждения в структурах, подвергнутых травлению. Последнее может быть объяснено интердиффузией слоев структуры при травлении и также приводит к уменьшению температуры гашения СИ. Показано, что для жидкостного травления подобный эффект отсутствует и деградация структур выражена значительно слабее.

Работа поддержана грантом РНФ 22-12-00298-П.

[1] Feng, K., Streyer, W., Zhong, Y., Hoffman, A.J. et al // Opt. Express 23, A1418-A1433 (2015).
[2] V. V. Rumyantsev, K. A. Mazhukina, V. V. Utochkin, et al //, Applied Physics Letters 124, (2024).

Фотоэлектрические свойства и состояния ловушек в запрещенной зоне пленки нанопластинок CdSe/CdS

Саитов Ш.Р.[1], Колпаков М.А.[1], Васильев Р.Б.[1], Смирнов А.М.[1], Манцевич В.Н.[1]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1*

Один из типов наноструктурных материалов, обладающих рядом оптимальных электрчиеских и оптических свойств для оптоэлектроники – это гетероструктурные нанопластинки (НП) на основе халькогенидов кадмия. В частности, коллоидные НП CdSe/CdS с гетероструктурой типа ядро-оболочка выделяются такими свойствами, как узкая ширина линии (менее 65 мэВ) и короткое время люминесценции (меньше 1 нс), высокий квантовый выход излучения, большое сечение поглощения, а также низкий темп Оже-рекомбинации [1]. Создание пленок на основе НП позволяет расширить спектр их применения в микро- и оптоэлектронике. В свою очередь, метод атомно-слоевого роста в коллоидном растворе позволяет получить раствор НП с низкой дисперсией по толщине и высокой однородностью по спектрам поглощения и люминесценции [2]. При этом НП покрываются стабилизирующими молекулами лигандов, в частности олеиновой кислотой (ОК). Транспорт носителей заряда в пленках на основе коллоидных наноструктур чаще всего определяется прыжковым механизмом и, как следствие, зависит от длины молекул лигандов. Удаление молекул олеиновой кислоты из пленки НП CdSe/CdS должно привести к более плотной упаковке этих частиц, к увеличению межчастичного взаимодействия, проводимости и фотопроводимости получившейся пленки.

В представленной работе были исследованы электрические, фотоэлектрические и оптические свойства пленки НП CdSe/CdS, а также влияние на эти свойства отжига в вакууме, который привел к удалению ОК и плотной упаковке исследуемых наноструктур. Было установлено, что отжиг в вакууме приводит к заметному смещению пика люминесценции. При этом спектр поглощения изменяется слабо. В обоих случаях оптическая ширина запрещенной зоны составила E_g = 1.92 ± 0.14 эВ. В результате отжига величина фотопроводимости пленки выросла до четырех порядков величины на всем исследованном диапазоне энергий кванта (рис. 1a).

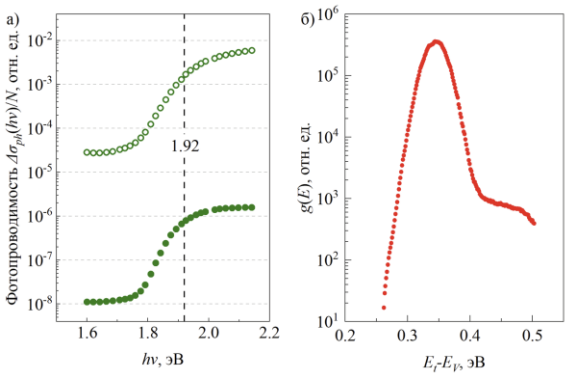


Рис. 1. а) Спектры фотопроводимости до (заполненные точки) и после отжига (выколотые точки). б) Распределение уровней ловушек согласно модели непрерывного распределения уровней с малым темпом перезахвата

С помощью анализа термостимулированной проводимости и температурных зависимостей фотопроводимости было установлено, что внутри запрещенной зоны пленки присутствует узкая полоса состояний дырочных ловушек. Применение модели одноуровневых ловушек при условии большого темпа перезахвата носителей позволило получить оценку положения уровня как $E_t - E_V \approx -0.35$ эВ. При этом эффективная частота высвобождения носителей заряда составила $\nu_{eff} \approx 1.5\times10^4$ с$^{-1}$. Применение модели непрерывного распределения с малым темпом перезахвата носителей позволило получить верхнюю оценку дисперсии уровней ловушек, как ω = 34 мэВ (рис. 1b).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №.24-12-00020.

*[1] S.R. Saitov et. al., ACS Photonics., **12**, 2088–2096 (2025).*
*[2] B.M. Saidzhonov et al., J. Lumin., **209**, 170–178 (2019).*

Вязкое течение электронов с большим проскальзыванием в GaAs микросужениях

Сарыпов Д.И.[1,2], Похабов Д.А.[1,2], Погосов А.Г.[1,2]
Жданов Е.Ю.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1,2], Шкляев А.А.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

В достаточно чистых электронных системах, например, двумерный электронный газ в графене или GaAs, частые электрон-электронные (*e-e*) столкновения могут привести к эффектам, имеющим аналоги в классических жидкостях и газах. В таких условиях гидродинамическое описание электронного транспорта становится продуктивным, поскольку позволяет предсказать и наблюдать необычные многочастичные явления: эффект Гуржи, электронные вихри и сверхбаллистический транспорт [1].

Гидродинамическое поведение электронов в твердых телах во многом определяется граничными условиями. Литографические границы образцов традиционно считаются шероховатыми, то есть нет проскальзывания электронов на границе. Это позволяет объяснить наблюдаемое течение Пуазёйля в графеновых каналах [2]. Однако вопрос о том, возможно ли идеальное проскальзывание электронной жидкости на литографической границе, остается открытым.

Кроме того, для полноты гидродинамической аналогии необходимо установить связь между гидродинамическими величинами и общепринятыми характеристиками электронного транспорта, например, между вязкостью электронов ν и длиной *e-e* рассеяния l_{ee}. Кинетическая теория газов предсказывает, что эти величины пропорциональны друг другу. Однако измерения электронной вязкости, проведенные в настоящей работе [3], расходятся с данным предсказанием при относительно высоких температурах. Это ставит под сомнение устоявшуюся теоретическую модель и требует систематической экспериментальной проверки.

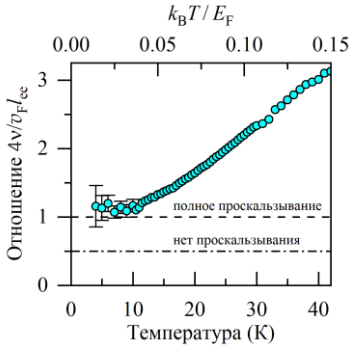


Рис. 1 Отношение $4\nu/(v_F l_{ee})$ как функция температуры, где v_F – скорость Ферми. Величины ν и l_{ee} измерены двумя разными способами.

Данная работа посвящена независимому измерению вязкости ν и длины l_{ee} на одном образце, созданном на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом. Длина l_{ee} измерена с помощью магнитной фокусировки, а ν извлечена из сверхбаллистического кондактанса [4, 5]. Такой экспериментальный подход позволяет непосредственно сравнить ν и l_{ee} и установить связь между этими величинами (рис. 1). Проведенные измерения не только подтвердили предсказание кинетической теории при низких температурах, но и выявили значительное проскальзывание электронов на литографических границах [4]. Это проскальзывание отличает GaAs наноструктуры от графеновых образцов, где шероховатые стенки приводят к пуазёйлевскому профилю скоростей электронов. Результаты эксперимента согласуются с теорией вязкого течения электронов для случая идеально гладких границ образца [6]. Работа выполнена при поддержке РНФ (грант №22-12-00343-П).

[1] L. Fritz, T. Scaffidi, Annu. Rev. Condens. Matter Phys., 15, 17 (2024).
[2] J. A. Sulpizio et al., Nature, 576, 75 (2019).
[3] D. I. Sarypov et al., Phys. Rev. Lett., 134, 026302 (2025).
[4] D. I. Sarypov et al., Phys. Rev. Lett., 135, 236301 (2025).
[5] D. A. Egorov et al., Appl. Phys. Lett., 125, 112103 (2024).
[6] S. S. Pershoguba et al., Phys. Rev. B, 102, 125404 (2020).

Электромагнитный механизм чувствительности фототока двумерных систем к направлению волнового фронта

Свинцов Д.А., Атласов В.Р., Капралов К.Н.

[1]МФТИ, 141700, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

В последнее десятилетие возникла и активно развивается концепция «реконструктивных фотодетекторов»: устройств, позволяющих распознавать не только интенсивность излучения, но также его спектр и поляризацию [1]. Принцип таких устройств основан на электрическом управлении спектральной или поляризационной чувствительностью с последующей математической обработкой массива фототоков, полученных при разных значениях управляющего параметра. Использование таких приборов позволяет отказаться от сложной и громоздкой дисперсионной и поляризационной оптики в задачах анализа излучения. Яркими примерами однопиксельных спектрометров-поляриметров являются устройства на основе эффекта Штарка в двухслойном графене [2], на основе эффекта Франца-Келдыша в двумерном p-n переходе [3], на основе затворно – управляемого плазмонного резонанса в квантовых ямах [4]. При относительных успехах в распознавании спектра и поляризации такими детекторами, до сих пор не было предложено способа распознавания направления распространения излучения. Данная работа восполняет указанный пробел.

Мы показываем, что распределение поглощенной электромагнитной мощности в планарных структурах «металл – двумерная электронная система (ДЭС) – металл» существенно зависит от направления распространения регистрируемого излучения. Эффект является электродинамическим и связан с интерференцией пространственно-четных и пространственно-нечетных электромагнитных мод, возбуждаемых в структуре при наклонном падении волны. При этом поглощенная электромагнитная мощность вблизи противоположных контактов «металл-ДЭС» оказывается различной. Независимо от механизма выпрямления на контактах (будь то нелинейность барьера Шоттки или фото-термоэлектрический эффект), различие мощностей приводит к ненулевому фототоку в отсутствие внешнего смещения. При малой длине ДЭС L, в сравнении с длиной волны излучения λ, фототок линейно зависит от параметра k_xL, где $k_x=(2\pi/\lambda)\sin\alpha$– проекция волнового вектора излучения на плоскость 2Д системы, α – угол падения. Такая зависимость имитирует эффект фотонного увлечения, но возникает по совершенно иным микроскопическим причинам. Знак фототока позволяет качественно судить о направлении распространения волны.

Наиболее интересной зависимость фототока от направления распространения волны становится в условиях плазмонного резонанса 2Д электронов. Отклонения направления падения излучения от нормали приводит к появлению дополнительной серии плазменных резонансов на зависимости фотопроводимости и фототока от концентрации электронов. Эта дополнительная серия связана с возбуждением пространственно-нечетных плазменных мод ограниченной 2Д системы. Отношение амплитуды четных и нечетных резонансов позволяет однозначно восстановить угол падения регистрируемого излучения. Сечение поглощения излучения и фототок в условиях нечетного плазмонного резонанса пропорциональны малому параметру k_xL, однако их абсолютная величина максимизируется, если проводимость двумерной системы $2\pi\sigma/c$ имеет порядок L/λ – отношения длины ДЭС к длине волны регистрируемого излучения [5].

[1] J. Han et al., Light Sci. Appl. ***14****, 362 (2025).*

[2] C. Ma et.al., Nature ***604****, 266 (2022).*

[3] H. H. Yoon et al., Science ***378****, 296 (2022).*

[4] V. M. Muravev, A. A. Fortunatov, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, Plasmonic interferometer for spectroscopy of microwave radiation, JETP Lett. ***103****, 380 (2016).*

[5] I. Moiseenko, Zh. Devizorova, O. Polischuk, V. Muravev, D. Svintsov, Phys. Rev. Lett. ***136****, 166901 (2026).*

Комбинационное рассеяние света, усиленное металлизированным зондом атомно-силового микроскопа, от наноалмазов

Тараненко А.В.[1,2], Салангина Е.В.[2], Милёхин И.А.[1,2], Кумар Н.[2], Милёхин А.Г.[2]

[1] *НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*
[2] *ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,13*

Наноалмазы (НА) – это наноразмерные кристаллы со структурой алмаза. Благодаря высокому квантовому выходу, механической прочности и большому коэффициенту трения НА, зависимости свойств НА от их размеров и методов создания обладают широким диапазоном применений [1]. В данной связи, для эффективного применения устройств на основе НА необходимо изучение их структурных особенностей. Для выполнения поставленной цели предлагается изучение НА с помощью комбинационного рассеяния света, усиленного металлизированным зондом атомно-силового микроскопа (нано-КРС). Данный метод, объединяющий спектроскопию (КРС) и атомно-силовую микроскопию (АСМ), позволяет определять колебательные характеристики материала с нанометровым пространственным разрешением.

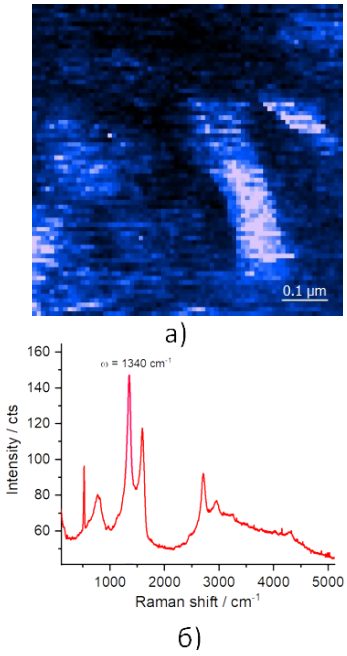


Рис. 1. – а) Карта нано-КРС от поверхности с НА в трубках и б) Спектр нано-КРС от НА в трубке.

В настоящей работе методом нано-КРС были изучены НА, полученные с помощью химического осаждения из газовой фазы. Для формирования НА использовалось различное содержание CH_4, являющегося источником центров нуклеации НА размером ~ 100, 10 и 5 нм. При этом, при наибольшем содержании CH_4 в ростовой камере, формируются упорядоченные НА, находящиеся в углеродной нанотрубке. Для экспериментов по нано-КРС использовалась система HORIBA Scientific, включающая в себя АСМ микроскоп SmartSPM и КРС-спектрометр XploRA PLUS. В качестве зондов для нано-КРС использовались зонды серии Vit_P, покрытые тонким слоем Ag. Спектры нано-КРС были получены с использованием лазера на длине волны 532 нм.

Характерной особенностью спектра КРС от алмаза является мода на частоте 1332 см$^{-1}$. Вследствие механических деформаций частота моды 1332 см$^{-1}$ в НА, сформированных в углеродной нанотрубке, испытывает высокочастотный сдвиг до 1340 см$^{-1}$, характерный для данной конфигурации НА [2]. Выполнено нано-КРС картирование интенсивности характерной для алмазов моды для образцов с различными диаметрами НА. Карта нано-КРС фрагмента образца с НА в углеродной нанотрубке представлена на Рис. 1, а. Спектр от одной трубки с НА представлен на Рис. 1, б. Обсуждается природа структуры нанотрубок, в которые заключены НА. В спектрах нано-КРС от НА меньших размеров дополнительно возникает особенность в диапазоне частот от 220 до 250 см$^{-1}$. Данная особенность может отвечать акустическим фононам, локализованным в НА [3]. По частоте акустического фонона возможно оценить диаметр наблюдаемого кристалла, который составил около 3 нм. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00302 П).

[1] V.N. Mochalin et al., Nature Nanotech ***7****, 11-23 (2012).*
[2] R. Arenal et al., Phys. Rev. B ***75****, 195431(2007).*
[3] A. Vlk et al., J. Phys. Chem. C ***126****, 6318−6324 (2022).*

Плазмон-усиленные комбинационное рассеяние света и фотолюминесценция от нанопроволок GaP

Тараненко А.В.[1,2], Милёхин И.А.[1,2], Фёдоров В.В.[3], Дворецкая Л.Н.[3], Мухин И.С.[3], Тумашев В.С.[1], Гайдук А.Е.[2], Милёхин А.Г.[1]

[1] *ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2] *НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*
[3] *СПбАУ им. Ж.И. Алферова РАН, 197101, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к3*

Комбинационное рассеяние света и фотолюминесценция, усиленные металлизированным острием атомно-силового микроскопа (нано-КРС и нано-ФЛ, соответственно), основаны на комбинации атомно-силовой микроскопии (АСМ) и традиционного комбинационного рассеяния света и/или фотолюминесценции и позволяют изучать фононные и электронные спектры полупроводниковых наноструктур с нанометровым пространственным разрешением, что дает возможность преодолеть ограничения дифракционного предела и изучать локальные особенности отдельной исследуемой структуры [1].

В данной работе методами нано-КРС и нано-ФЛ были изучены отдельные однородные нанопроволоки (НП) GaP и НП GaP со вставками GaPAs, перспективные для использования в качестве эффективных волноводов и резонаторов, лазерных структур фотонных интегральных схем [2]. НП GaP были синтезированы с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии по самокаталитическому механизму пар-жидкость-кристалл (ПЖК) и характеризуются наличием капли Ga на вершине НП. Возможность совмещения материалов с высокой рассогласованностью кристаллических решеток позволило создать одномерные гетероструктуры в виде НП GaP с аксиальными прямозонными вставками GaPAs.

Для реализации методов спектроскопии нано-КРС и нано-ФЛ использовалась система HORIBA Scientific, включающая в себя АСМ микроскоп SmartSPM и КРС-спектрометр XploRA PLUS. В качестве зондов использовались кремниевые зонды серии Vit_P (производство TipsNano), покрытые тонким слоем Ag и Au. Спектры нано-КРС и нано-ФЛ были получены с использованием лазерного излучения на длинах волн 532 и 638 нм, поляризованного вдоль оси НП.

В спектрах нано-КРС от отдельных НП GaP наблюдаются характерные моды поперечных (TO), продольных (LO) и поверхностных (SO) оптических фононов. Обнаружено локальное усиление оптического отклика от НП GaP вблизи капли Ga, обусловленное достижением резонанса энергии плазмона системы капля Ga- кластера Ag на острие зонда и энергии возбуждения. Обсуждается роль материала зонда в усилении и гашении ближнепольного сигнала от НП.

Картирование сигнала нано-ФЛ от НП GaP со вставкой GaPAs позволило определить распределение концентрации атомов As по НП и установить положение прямозонной вставки GaPAs по резкому увеличению интенсивности нано-ФЛ в области вставки вблизи 700 нм. Обнаружено, что сигнал нано-ФЛ промодулирован интенсивными полосами, интерпретированными как резонансы Фабри-Перо (ФП). Получена карта распределения оптических мод ФП в области вставки GaPAs и на конце НП GaP с пространственным разрешением 10 нм. Проведенные расчеты распределения электромагнитных волн в НП с помощью программного комплекса COMSOL Multiphysics согласуется с периодической картиной распределения мод ФП в области вставки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00302 П).

[1] M.S. Gangwar et al., J. Phys.: Condens. Matter ***35****, 325301 (2023).*
[2] J. Johansson et al., CrystEngComm ***13****, 7175-7184 (2011).*

Эффекты взаимодействия структурированного света с полупроводниками

Тарасенко С.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 7

Представлен обзор теоретических и экспериментальных исследований эффектов взаимодействия структурированного света с полупроводниками. Такие исследования в настоящее время активно развиваются и стимулированы в том числе успехами в создании оптических пучков с контролируемой пространственной структурой электромагнитного поля. Примерами структурированного света являются векторные пучки, состоящие из фотонов с различной поляризацией, закрученные пучки, несущие орбитальный угловой момент, а также ближнее поле вблизи метаповерхности [1-3].

В докладе обсуждается физика взаимодействия пространственно неоднородного излучения с полупроводниковыми системами, локальный и нелокальный отклики. Описаны эффекты генерации направленных токов (электрических, спиновых, долинных) [4-8], а также токов на удвоенной частоте [9] под действием структурированного излучения в двумерных полупроводниковых системах. В отличие от традиционных фотогальванических эффектов и эффекта генерации второй гармоники, изучаемые токи обусловлены не отсутствием центра инверсии в среде, а пространственной неоднородностью самого электромагнитного поля и полностью контролируются структурой поля. Рассмотрены механизмы генерации фототоков для различных спектральных диапазонов, соответствующих как межзонным оптическим переходам в двумерных дираковских материалах [8], так и внутризонному высокочастотному транспорту [7,9]. Проанализированы токи, обусловленные градиентом интенсивности света, градиентами поляризационных параметров Стокса, а также неоднородностью фазы электромагнитного поля в плоскости структуры. Развитая теория применена для описания токов, индуцированных векторными и закрученными оптическими пучками.

Работа поддержана РНФ (проект № 22-12-00211-П).

*[1] A. Forbes, M. de Oliveira, and M. R. Dennis, Structured light, Nat. Photonics **15**, 253 (2021).*

*[2] Б.А. Князев, В.Г. Сербо, УФН **188**, 508 (2018).*

*[3] E.S. Vyatkin , A.V. Poshakinskiy, and S.A. Tarasenko, Phys. Rev. B **111**, 125303 (2025).*

*[4] Z. Ji, W. Liu, S. Krylyuk, X. Fan, Z. Zhang, A. Pan, L.Feng, A. Davydov, and R. Agarwal, Science **368**, 763 (2020).*

*[5] D. Session, M.J. Mehrabad, N. Paithankar et al., Nat. Photon. **19**, 156 (2025).*

*[6] S. Sederberg, F. Kong, F. Hufnagel, C. Zhang, E. Karimi, and P. B. Corkum, Nat. Photon. **14**, 680 (2020).*

*[7] A. A. Gunyaga, M. V. Durnev, and S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B **108**, 115402 (2023).*

*[8] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, and S.A. Tarasenko, Phys. Rev. B **113**, 075423 (2026).*

*[9] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, S.A. Tarasenko, Phys. Rev. Lett. **134**, 156901 (2025).*

Новые проявления одночастичной когерентности в мезоскопическом транспорте

Ткаченко В.А.[1,2], Ткаченко О.А.[1], Бакшеев Д.Г.[2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова,1.*

Используя формализм Ландауэра–Бьюттикера и расчеты на суперЭВМ, мы промоделировали транспорт электронов и дырок в двух предельно разных вариантах мезоскопических систем. Первый вариант – это СВЧ–облучаемый при низкой температуре полевой кремниевый транзистор p–типа [1], а второй – это треугольная решетка антиточек, недавно созданная в затворно-индуцированном двумерном электронном газе гетероструктуры GaAs/AlGaAs [2,3]. Первый эксперимент выполнен в ИФП СО РАН, включая изготовление транзистора с коротким (70 нм) каналом, а второй поставлен в Университете Нового Южного Уэльса (Австралия) совместно с Кавендишской лабораторией (Англия). Моделированием выяснено, что из-за примесного беспорядка полевой транзистор при низких температурах может действовать как короткий андерсоновский изолятор с узкими извилистыми каньонами когерентного тока на широкой полосе между истоком и стоком. Найденный механизм является альтернативой прыжковой проводимости и дает наблюдаемые флуктуации кондактанса по затворному напряжению, температурную зависимость кондактанса и его сильный рост с увеличением слабой мощности СВЧ–облучения. Формализм Ландауэра–Бьюттикера использован нами для моделирования осцилляций магнитного пробоя (ОМП), дираковских особенностей и перехода к квантовому эффекту Холла, которые недавно наблюдались в мезоскопической системе с треугольной решеткой антиточек. Изучаемые решетки имели слабый остаточный беспорядок и период 80–120 нм в двумерном электронном газе нелегированной гетероструктуры GaAs/AlGaAs, а концентрация электронов и амплитуда модуляции потенциала управлялись двумя затворами [2,3]. В режиме магнитного пробоя расчетом нелокального сопротивления с учетом слабого беспорядка получены почти все частоты ОМП, которые наблюдались в [2], в том числе две пары (целых и половинных) частот “соизмеримости”. В вычисленных сопротивлениях обнаружены осцилляции Брауна–Зака, отвечающие рациональным отношениям кванта магнитного потока к магнитному потоку через площадь элементарной ячейки решетки. Для высокой модуляции потенциала расчетом нелокального и холловского сопротивлений получены в согласии с экспериментом две дираковские точки и щель между второй и третьей минизонами. В одночастичном расчете максимумы сопротивления возникают на краях третьей (почти плоской) минизоны, а в измерениях пик сопротивления наблюдается при половинном её заполнении, что говорит об эффекте взаимодействия [3].

Исследования поддержаны грантом Российского научного фонда (№ 23-72-30003).

[1] A.S. Jaroshevich, Z.D. Kvon, V.A. Tkachenko, O.A. Tkachenko, D.G. Baksheev, V.A. Antonov, V.P. Popov. Appl. Phys. Lett., V.124, P.063501 (2024).

[2] D.Q. Wang, Z. Krix, O.P. Sushkov, I. Farrer, D.A . Ritchie, A.R. Hamilton, O. Klochan, Nano Letters V.23, P.1705. (2023).

[3] D.Q. Wang, Z. Krix, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, C. Chen, I. Farrer, D.A. Ritchie, O.P. Sushkov, A.R. Hamilton, O. Klochan,. arXiv:2402.12769v2 (2025). Nature physics, in press (2026)

Расщепление фазового перехода в 1T-TaS_2 под действием одноосного растяжения

Тюменцев М.М.[1,2], Минакова В.Е.[1], Федотов Н.И.[1,2], Зайцев-Зотов С.В.[1,2]

[1] *ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 125009, г.Москва, ул. Моховая, 11, стр.7*
[2] *НИУ ВШЭ, 109028, г. Москва, Покровский бульвар, д. 11*

1T-TaS_2 — дихалькогенид переходного металла со сложной фазовой диаграммой: при охлаждении последовательно реализуются гистерезисные переходы волны зарядовой плотности (ВЗП) из несоизмеримой фазы (ICCDW) в почти соизмеримую (NCCDW) (~350 K) и в соизмеримую CCDW (~200 K). Эти переходы сопровождаются изменениями параметров решетки [1], что позволяет управлять фазовыми состояниями с помощью внешней деформации. В отличие от предшествующих работ, использующих фиксированную изотропную деформацию [2], мы применяем контролируемое одноосное и двухосное растяжение для исследования влияния анизотропной деформации на электронный транспорт и стабильность фаз ВЗП.

Для создания контролируемой деформации использовали устройство на шаговых двигателях [3]. Измерения сопротивлений вдоль осей X и Y проводили по четырехточечной схеме, коммутируя контакты по мере изменения температуры. Деформацию прикладывали ступенчато поочередно вдоль двух ортогональных осей, реализуя режимы одноосной и двуосной деформации.

В ходе выполнения работы получены следующие результаты:

-При чисто одноосном растяжении компоненты тензора сопротивления ρ_{xx} и ρ_{yy} возрастают что указывает на доминирующий вклад сетки доменных границ в электропроводность в фазе NCCDW.

-Приложение двуосного растяжения приводит к снижению температур перехода CCDW-NCCDW. В нашей работе это снижение достигало 20 K. При этом ширина петли гистерезиса увеличивается, а чувствительность температур перехода к деформации снижается с ростом ее величины.

-Одноосное растяжение приводит к расщеплению фазового перехода CCDW-NCCDW: переход вдоль оси растяжения происходит при более низкой температуре (рис. 1. (b)). Расщепление превышает 10 K. Возникающее в области расщепления состояние можно интерпретировать как формирование полосатой фазы ВЗП. Переход к двухосному режиму растяжения устраняет данное расщепление, возвращая систему к изотропному поведению (рис. 1. (c)).

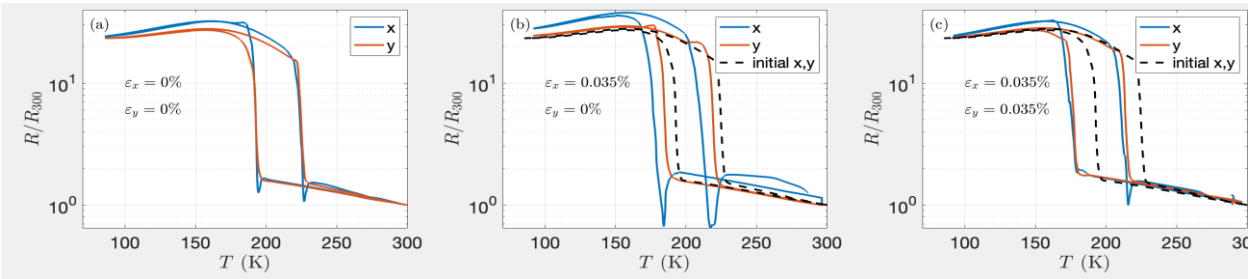


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивлений R_x и R_y, измеренных вдоль перпендикулярных направлений при различных растяжениях: (a) расслабленный образец, (b) одноосное растяжение, (c) двуосное растяжение.

*[1] C. Scruby et al, Philosophical Magazine **31**, 255 (1975).*
*[2] D. Svetin et al, Applied Physics Express **7**, 103201 (2014).*
*[3] S. V. Zaitsev-Zotov, **95**, 063905 (2024).*
[4] M. M. Tyumentsev et al, arXiv preprint arXiv:2512.19503.

Спектроскопия поглощения двухмерных плазменных кристаллов на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe и GaAs/AlGaAs

Фадеев М.А. [1], Янцер А.А. [1], Шенгуров Д.В. [1], Астраханцева А.С.[3], Морозова Е.Е.[1], Горбенко И.В.[2], Бушуйкин П.А. [1], Гусихин П.А.[3], Морозов С.В.[1], Качоровский В.Ю.[2], Муравьев В.М.[3]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[3] *ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д. 2, 142432*

Одно из перспективных направлений в современной плазмонике — физика латеральных плазменных кристаллов (ЛПК). ЛПК представляют собой двумерную электронную систему (2DES), связанную с периодической металлической решёткой-затвором либо с конструкцией из двух встречно-штыревых решёток. При микронных периодах решёток частота плазменных колебаний в ЛПК попадает в терагерцевый (ТГц) диапазон, что стимулировало разработку перестраиваемых ТГц-генераторов, детекторов, фазовращателей и выпрямителей тока на основе подобных систем. Тем не менее, многие фундаментальные свойства таких систем до сих пор остаются плохо изученными.

В рамках простейшего приближения [2] квадрат плазменной частоты в ЛПК прямо пропорционален концентрации свободных носителей в квантовой яме (КЯ) и обратно пропорционален массе этих носителей. Однако детальные исследования зонного спектра ЛПК в зависимости от периода решетки и заполнения были проведены лишь недавно [3]. Основные свойства ЛПК можно изучать путем измерения спектров пропускания, на которых из-за сильной связи между плазменными колебаниями и ТГц-квантом света наблюдается минимум на частоте плазмона. В большинстве полупроводниковых систем создание ЛПК достаточно большого размера с частотой плазменного резонанса выше 1 ТГц представляет сложность из-за невозможности создания достаточно высокой двумерной концентрации носителей. В то же время, при высоком качестве структур существует возможность наблюдать не только первый резонанс, но и резонансы более высоких порядков. В данной работе исследовалось пропускание КЯ AlGaAs/GaAs с нанесенными металлическими затворами-решетками, исследовавшимся в работе [3], методом Фурье-спектроскопии. Образцы размещались в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К. На спектрах поглощения ЛПК с наибольшим отношением области, закрытой металлом, к периоду решетки были обнаружены провалы на частотах 750 и 1050 ГГц, что соответствует третьей и четвертой гармонике плазменного резонанса. Показано, что с увеличением температуры величина провала уменьшается, что говорит об уменьшении связи между ТГц излучением и плазменной волной. Резонансная частота плазмонов в ЛПК на основе КЯ HgTe/CdHgTe может быть выше, чем в КЯ GaAs/AlGaAs и достигать нескольких ТГц. Это возможно благодаря сочетанию малой эффективной массы и высокой концентрации электронов за счет большого разрыва зоны проводимости между HgTe и CdTe. В данной работе приводятся результаты измерения пропускания ЛПК на основе структур с КЯ HgTe/CdHgTe с металлической решеткой поверх структуры с периодом решетки подобранным согласно теории из работы [2] так, чтобы резонансная частота плазменных колебаний лежала в диапазоне частот от 1 до 4 ТГц.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045)

*[1] A.V. Muravjov et. al. Applied Physics Letters., **96**, 042105(2010).*
*[2] A. V. Chaplik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **62**, 746 (1972).*
*[3] A.R. Khisameeva et. al., Phys Rev Research., **7**, 033224 (2025).*

Фотолюминесцентные свойства нитевидных нанокристаллов InAsBiN на Si подложках

Фадеев М.А.[1], Янцер А.А.[1], Кавеев А.К.[2], Федоров В.В.[2], Минив Д.В.[2], Мухин И.С.[2], Морозов С.В.[1]

[1] *ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2] *Университет Алферова, 195220, Санкт-Петербург*

Узкозонные полупроводники III-V группы имеют важное значение для оптоэлектроники среднего инфракрасного диапазона, что позволяет использовать их в термофотовольтаике, визуализации и сенсорике. В последние десятилетия InAs и его твердые сплавы привлекают значительное внимание, особенно в приложениях фотодетекторов. Однако данный материал имеет недостаток: в силу небольшой ширины запрещенной зоны (Eg) планарные гетероструктуры на основе этого материала имеют высокое значение темнового тока и существенную величину Оже-рекомбинации. Кроме того, необходимость согласования по постоянным решетки планарных структур резко ограничивает выбор подложек для эпитаксиального роста этого материала. Одним из путей решения данной проблемы является переход к геометрии нитевидных нанокристаллов (ННК), которые открывают новые возможности по созданию приборов ИК-фотоники пониженной размерности.

Одновременное использование Bi и N при выращивании ННК InAs хотя и является существенно более сложным процессом, чем раздельное их использование, однако привлекательно с точки зрения зонной инженерии, в плане большей свободы управления зонной структурой, поскольку обе добавки влияют на уменьшение Eg. Их отличие заключается в разном влиянии на постоянную решётки, N её уменьшает, а Bi увеличивает. Таким образом, одновременное добавление Bi и N в InAs позволяет рассчитывать на создание решеточно-согласованных твердых растворов за счет варьирования концентрации этих добавок. Вместе с тем, до настоящего времени не изучен вопрос взаимного влияния Bi и N на характер и результативность их встраивания в решетку InAs. Задачей данной работы является исследование фотолюминесцентных свойств разбавленных нитридов ННК InAsBiN. Концентрация N была фиксированной во всех образцах, концентрация Bi варьировалась от 0.5 до 1.5%. Представляет интерес выяснить, насколько изменится положение спектров при добавке Bi в серию образцов с постоянной концентрацией N.

По полученным спектрам фотолюминесценции (ФЛ) был обнаружен неожиданный эффект: одновременное добавление Bi и N подавляет длинноволновый сдвиг ФЛ по сравнению со взятыми по отдельности реперными образцами InAsN и InAsBi. Предположительно, наблюдаемый эффект можно отнести к возможному встраиванию Bi как примеси замещения, а N – как примеси внедрения, что может приводить к более сложному распределению электронной плотности. Другой причиной может быть влияние эффекта Бурштейна – Мосса: поскольку и Bi, и N меняют положение дна зоны проводимости, можно предположить расширение запрещенной зоны при их одновременном добавлении за счет заполнения нижних уровней зоны проводимости. Отсутствие температурного сдвига ФЛ образца с ННК InAsBiN предположительно имеет родственное происхождение с подавлением длинноволнового сдвига в этих образцах.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045)

[1] S. Hikami et al., Progr. Theor. Phys., ***63****, 707 (1980).*
[2] I.M.Tsidilkovski, Band Structure of semiconductors, Pergamon, Oxford (1982).

Экспериментальная оценка внутренних потерь в гетероструктуре с квантовыми ямами на основе $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$

Фадеев М.А.[1], Янцер А.А.[1], Кудрявцев К.Е.[1], Румянцев В.В.[1], Уточкин В.В.[1], Разова А.А.[1], Мажукина К.А.[1], Дубинов А.А.[1], Алешкин В.Я.[1], Михайлов Н.Н.[2], Морозов С.В.[1]

[1] *ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск*

Средний инфракрасный (ИК) диапазон играет ключевую роль в спектроскопии, мониторинге окружающие среды и фундаментальных научных исследованиях. В этом диапазоне расположены лини поглощения газов поллютантов и окна прозрачности атмосферы, что делает ИК-излучение незаменимым для дистанционного зондирования и связи. Поэтому одним из наиболее важных направлений ИК-фотоники является создание компактных перестраиваемых лазеров. Традиционно для этого используются полупроводниковые соединения группы A_3B_5. Однако эти материалы имеют ряд принципиальных ограничений. В качестве перспективной альтернативы рассматриваются лазеры на основе гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe (КРТ).

Уже в первых волноводных гетероструктурах с узкими КЯ КРТ удалось получить стимулированное излучение (СИ) в окрестности 3 мкм при температурах выше 200К. В дальнейшем за счет последовательной оптимизации волновода и активной области максимальная температура генерации была увеличена до комнатной, а максимальная длина волны до 4.1 мкм. Помимо этого, имеющийся инструментарий позволяет проводить расчеты зонной структуры, скорости излучательной рекомбинации, экспериментально оценивать скорость безызлучательной оже-рекомбинации. Следующим шагом на пути к созданию лазеров является изготовление резонаторов. Вне зависимости от типа резонатора в изготовленных нами лазерах наблюдалось снижение рабочей температуры, которое предположительно связано с ростом излучательных потерь. В данной работе ставится задача оценить вклад от внутренних и излучательных потерь в резонаторах. Для этого были измерены зависимости пороговой интенсивности накачки, которая необходима для начала СИ от температуры в трёх образцах одной и той же структуры, отличающихся длиной: от 3.5 до 11 мм.

По результатам измерений было установлено, что излучательные потери на зеркалах (даже в случае, когда зеркала образованы с помощью скола структуры) дают малый вклад в общие потери при длине резонатора более 5 мм. Так, пороги в структурах длиной 6.5 и 11 мм практически не отличаются. Интересно, что при этом внутренние потери вносят значительный вклад в максимальную температуру генерации и в диапазоне температур от 120 до 190К кратно возрастают. Такой значительный рост может быть связан с поглощением на свободных носителях и влиянием разогрева носителей при интенсивной оптической накачке. В недавней работе [1], посвящённой разогреву носителей (электронов) в гетроструктурах с КЯ на основе КРТ, было установлено, что зависимость заселённости фононных мод от скорости нагрева имеет пороговой характер (ниже определенной мощности накачки носители успевают полностью термализоваться и их температура равна температуре решетки). Таким образом, наблюдаемое увеличение внутренних потерь напрямую связано с концентрацией носителей и их подвижностью, которая определяет время релаксации импульса электронов. По мере увеличения температуры пороговая концентрация и температура носителей увеличивается, а подвижность уменьшается, что приводит к наблюдаемому эффекту.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045)

*[1] K.E. Kudryavtsev et al., Applied Physics Letters., **123**, 223505 (2024).*

Краевые эффекты в двумерных плазмонных резонаторах

Фатеев Д.В.[1,2], Полищук О.В. [1], Попов В.В.[1]

[1]*Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, г. Саратов, ул. Зеленая, д. 38*
[2]*СГУ имени Н.Г. Чернышевского, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, д. 83*

Исследование влияния краевых эффектов на возбуждение терагерцевых (ТГц) плазмонов в латерально ограниченных двумерных электронных системах (ДЭС), в том числе, графене является актуальной задачей. В большинстве теоретических работ предполагается, что ДЭС является однородной и бесконечной в направлении, поперечном волновому вектору плазмона. Латеральные размеры реальных образцов ДЭС (от единиц до сотен плазмонных длин волн) делают это приближение оправданным для описания основных плазмонных эффектов. Однако, учет ограниченности ДЭС в латеральном направлении открывает гораздо более богатый спектр плазмонных мод. Теоретическое моделирование плазмонов в ограниченных ДЭС позволило обнаружить краевые плазмоны [1] и моды смешанной чётности [2]. Заметим, что широко используемые в настоящее время прямые численные методы (метод конечных элементов и др.) оказываются часто малопригодными для исследования возбуждения плазмонов в ограниченных ДЭС внешней ТГц волной из-за существенного различия масштабов длин волны плазмона и ТГц волны.

В данной работе теоретически рассмотрен целый ряд краевых эффектов в плазмонных резонаторах на основе графена. Исследовано возбуждение различных плазмонных мод в графеновом прямоугольнике, экранированном металлом. Показано, что частоты плазмонных мод значительно смещаются относительно значений, даваемых более простыми моделями. Предсказаны экранированные краевые плазмонные моды. Предсказано возбуждение экранированных обратных краевых плазмонов в ленточных плазмонных резонаторах, в которых ширина резонатора сравнима с длиной ТГц волны.

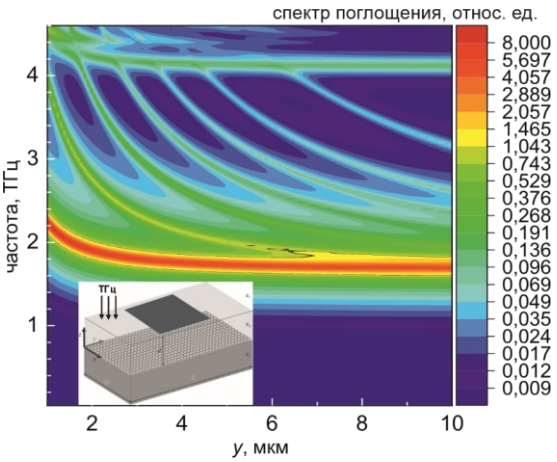


Рис. 1. Резонансный ТГц спектр сечения поглощения плазмонов в зависимости от ширины затвора. На вставке показана структура с графеном и расположенным над ним металлическим прямоугольным экраном.

Исследовано возбуждение акустических и оптических плазмонов в двухслойной структуре, образованной графеновым прямоугольником, расположенным над графеновой плоскостью. Продемонстрировано возбуждение акустических плазмонов смешанной четности, а также трансформация плазмонных мод при изменении расстояния между слоями структуры.

Теоретически исследовано возбуждение околозатворных плазмонов, впервые предсказанных в [3], в структуре, состоящей из листа графена с расположенным над ним металлическим прямоугольным экраном. Показано, что в структурах с соизмеримыми размерами сторон прямоугольника металлического экрана частоты резонансов испытывают синее смещение с уменьшение ширины экрана (Рис. 1). Полученные результаты могут быть полезны для создания устройств ТГц плазмоники.

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 22-19-00611-П).

[1] D. B. Mast, A. J. Dahm, A. L. Fetter, 54(15), 1706 (1985).
*[2] K.V. Mashinsky, V.V. Popov, D.V. Fateev, Scientific Reports, **14**, 7546 (2024).*
[3] A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, Phys. Rev. B, 99, 165304 (2019).

Исследование особенностей взаимодействия когерентных фононов со светом в короткопериодных сверхрешетках InAs/GaSb

Фролов Н. Ю.[1], Клоков А. Ю.[1], Шарков А. И.[1], Кривобок В. С.[1], Клековкин А. В.[1], Ерошенко Г. Н.[1], Минаев И. И.[1].

[1]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53*

Эпитаксиальные сверхрешетки (СР) представляют значительный интерес для изготовления на их основе высокочувствительных фотоприемников среднего и дальнего ИК диапазона. Высокая воспроизводимость структуры СР при росте и широкие возможности ее настройки позволяют достичь значительного уровня управления как спектральными характеристиками, так и фононной и электронной подсистемами свехрешеток. При этом остается актуальным ряд вопросов, связанных с рассеянием света на когерентных фонах в таких гетероструктурах [1], изучение которых остается важным даже для технологически развитых систем, таких как СР на основе соединений A_3B_5.

Данная работа посвящена исследованию методом пикосекундной акустики рассеяния света на когерентных фононах в короткопериодных сверхрешетках InAs/GaSb. Гетероструктуры с InAs/GaSb СР, содержащие 100 и 300 периодов, были выращеныр методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Compact-21T фирмы Riber с использованием подложек p-GaSb (100). Компенсация упругих напряжений, возникающая вследствие рассогласования решеток InAs и GaSb, достигалась внедрением промежуточных слоев In(As)Sb. Сам эксперимент проводился на установке, работающей по схеме двухцветной методики pump-probe, аналогично [2]. Оптические исследования СР происходили как на ростовой поверхности (001) образцов, так и на свежеприготовленных сколах (110). Импульс накачки после прохождения нелинейного кристалла фокусировался на ростовой поверхности (или сколе) в пятно ~1.5 мкм, генерируя импульсы когерентных фононов. Эти импульсы, распространяюсь в структурах, модулировали их комплексный коэффициент отражения, что регистрировалось вторым (зондирующим) импульсом либо с помощью интерферометра Саньяка [3] на круговой поляризации, либо на линейной поляризации, управление которой происходило посредством фазовой пластины λ/2 при перекрытом одном из каналов интерферометра.

Было показано, что при оптическом зондировании ростовой поверхности СР в спектрах рассеянного излучения кроме бриллюэновского пика присутствуют две высокочастотные компоненты, положение которых определяется периодом сверхрешетки и длиной волны зондирующего излучения. Причем сравнительно большая ширина данных пиков определяется высокой скоростью ухода продольного фонона в направлении [001]. Кроме того, при оптическом зондировании скола (110) сверхрешеток в спектрах рассеянного излучения также регистрируется интенсивная линия, соответствующая фононам с длинной волны, близкой к периоду сверхрешетки. При этом интенсивность рассеяния на данных фононах резко возрастает для излучения, поляризованного перпендикулярно слоям сверхрешетки, что вызвано появлением волны поляризации при распространении субтерагерцовых фононов перпендикулярно слоям сверхрешеток II-го типа. Полученные результаты дают возможность осуществления прецизионного оптического исследования структуры сверхрешеток.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-79-30086.

[1]. Z. Ye et al., Nat. Commun., ***16****, 8436 (2025).*
[2] Klokov A. Yu. et al., Nano Lett., ***22****, 2070 (2022).*
[3] Tachizaki T. et al., Rev. Sci. Instrum., ***77****, 043713 (2006).*

Линейная поляризация зона–акцепторной ФЛ гетероперехода GaAs/AlAs

Фролов Д.А.[1], Шамирзаев Т.С.[2], Манцевич В.Н.[1], Аверкиев Н.С.[3], Петрушков М.О.[2], Емельянов Е.А.[2], Преображенский В.В.[2], Путято М.А.[2], Семягин Б.Р.[2], Яковлев Д.Р.[3,4], Bayer M.[4]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, д.2, стр.2*
[2]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, ак. Лаврентьева д.13*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, ул. Политехническая д.26*
[4]*Technische Universität Dortmund, Dortmund, Otto-Hahn-Straße 4a, Germany*

Гетероструктуры на основе прямозонных соединений $A_{III}B_V$ представляют значительный интерес для исследований оптических и спиновых свойств полупроводниковых систем [1]. В данной работе экспериментально и теоретически изучалась спиновая поляризация электронов и локализованных на акцепторах дырок в области гетероперехода GaAs/AlAs. Для получения информации о заселенности различных спиновых состояний изучались магнито-полевые зависимости степени линейной поляризации зона-акцепторной фотолюминесценции (ФЛ) при нерезонансном и неполяризованном возбуждении. Эксперименты проводились в геометрии Фохта в магнитных полях B = 0-10 Тл при температуре 1.7 K на двух гетероструктурах GaAs/AlAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией (110), с отличающейся на порядок величины концентраций фоновых акцепторов. Было установлено, степень линейной поляризации излучения сильно зависит от концентрации акцепторных примесей в структуре. В нулевом магнитном поле в структуре с низкой (порядка 10^{15}см$^{-3}$) концентрацией примесей (структура А) линейная поляризация ФЛ не наблюдается. В тоже время, ФЛ в структуре с высокой концентрацией примеси (структура В) в этих же условиях степень линейной поляризации ФЛ равна 20%. Данный эффект объясняется влиянием анизотропии кристаллической структуры в области гетероперехода на локальные состояния акцепторов, расположенных вблизи интерфейса. Приложение поперечного магнитного поля индуцировало появление монотонно возрастающей с ростом напряженности поля линейной поляризации ФЛ в структуре А, а также приводило к изменению степени и повороту плоскости линейной поляризации в структуре В.

Для объяснения экспериментальных результатов была предложена теоретическая модель, учитывающая зеемановское расщепление энергетических уровней электронов и дырок, квантово-размерное осевое расщепление, внутриплоскостную анизотропию [2]. Была также принята во внимание зависимость изгиба зон от концентрации фоновой примеси, определяющая степень локализации участвующих в зона-акцепторной рекомбинации акцепторов на гетеропереходе GaAs/AlAs. Расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными зависимостями степени линейной поляризации ФЛ от магнитного поля. Таким образом, было показано, что линейная поляризация ФЛ перехода зона–акцептор в гетероструктурах GaAs/AlAs определяется совместным влиянием концентрации акцепторных примесей, структурной анизотропией и напряженности внешнего магнитного поля. Полученные результаты могут быть использованы для исследования энергетической структуры акцепторных уровней и оптических свойств полупроводниковых гетероструктур.

Работа поддержана РНФ (проект № 22-12-00022-П).

[1] P.Yu, M. Cardona, Fundamentals of Semiconductors. Springer, (2010).
[2] T.S. Shamirzaev et al., J.Limin., 293, 121758 (2026).

Изучение штарковского сдвига в гетероструктурах $A^{III}B^{V}$ различного дизайна

Хазанова С.В.[1], Горшков А. П.[1], Бобров А. И.[1], Панфилов А.С.[1]

[1]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*

Перспективным направлением развития современных систем связи является использование радиофотонных устройств. Оптические системы связи обладают рядом преимуществ по сравнению с электронными, среди которых более высокая скорость передачи информации, однонаправленность потока информации, широкополосность и малое затухание сигнала. Кодирование и модуляция оптических сигналов может осуществляться с помощью гораздо большего количества параметров сигнала, таких как амплитуда, фаза, частота, интенсивность и поляризация оптической несущей. Таким образом, радиофотонные устройства рассматриваются как наиболее жизнеспособное решение для преодоления проблем электрических соединений.

Для модуляции оптического сигнала широко используются модуляторы по схеме интерферометра Маха-Цендера. К их преимуществам по сравнению с классическими лазерными диодами, управляющими интенсивностью излучения за счёт токовой модуляции, относятся высокое быстродействие (до 40 ГГц и выше), возможность компенсации уширения волнового пакета во времени (эффект "чирпа"), возможность реализации схем когерентной оптической модуляции (QPSK, DP-QPSK, QAM).

С целью повышения степени интеграции в качестве электрооптической среды модулятора могут быть использованы помощью массивы квантовых ям на основе полупроводниковых материалов. Принцип действия данных устройств основан на вариации показателя преломления под воздействием электрического поля, обусловленной квантово-размерным эффектом Штарка, наблюдаемом при комнатной температуре [1].

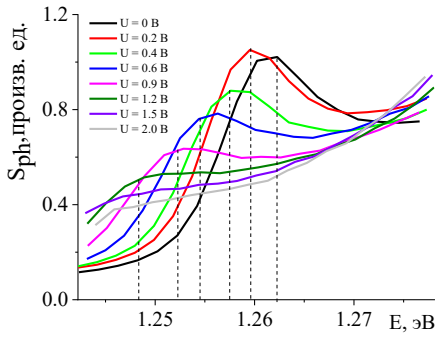


Рис. 1. Экспериментально полученные спектры фототока структуры с одиночной InGaAs/GaAs квантовой ямой

В данной работе экспериментально и теоретически исследуются спектры поглощения в структурах с различным дизайном квантовых ям. Квантово-размерные гетероструктуры InGaAs/GaAs выращены методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX200RF (Aixtron, Германия). Экспериментально для каждого из образцов измерялся фототок при модулированном монохроматическом освещении с частотой ~200 Гц с синхронным детектированием сигнала при различных напряжениях обратного смещения (рис. 1). Теоретическое исследование проводилось с помощью численного решения уравнения Шредингера.

Результаты расчетов и экспериментальные данные свидетельствуют, что во всех исследуемых структурах наблюдался заметный штарковский сдвиг. Показано, что длинноволновый сдвиг края поглощения структуры, содержащей двойную квантовую яму, примерно в два раза больше (порядка 20-25 мэВ), чем в структурах с одиночной квантовой ямой (порядка 10 мэВ). Таким образом, структуры с периодами двойных туннельно-связанных ям позволят получить более масштабную вариацию показателя преломления в требуемом диапазоне длин волн (1.3-1,55 мкм), что даст возможность использовать их в качестве электрооптически активной среды для фотонных интегральных схем.

[1] G. Sinatkas; T. Christopoulos et al., J. Appl. Phys., 63, (2021)

Оптическая модуляционная спектроскопия квантово-размерных структур на основе CdHgTe в среднем ИК диапазоне

Хахулин С.А.[1], Фирсов Д.Д.[1], Чуманов И.В.[1], Комков О.С.[1], Мынбаев К.Д.[2], Дворецкий С.А.[3], Михайлов Н.Н.[3]

[1]СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, г. Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5, лит. Ф3
[3]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26
[2]ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13

Развитие фотоприёмников инфракрасного (ИК) диапазона на основе твёрдых растворов CdHgTe (КРТ) требует повышения рабочей температуры при сохранении высокой фоточувствительности приборов. Одним из наиболее значимых направлений для решения данной проблемы является использование в качестве активной области фотоприёмников квантово-размерных структур, что позволит как расширить функциональные возможности приборов, так и существенно упростить контроль однородности характеристик структур по площади пластин по сравнению с объёмными эпитаксиальными слоями [1]. Однако для использования квантово-размерных структур необходимо детальное исследование их энергетического спектра. В связи с этим актуальной задачей является разработка и применение экспериментальных методов, обеспечивающих регистрацию различных оптических переходов в квантово-размерных структурах на основе КРТ в широком ИК диапазоне.

В данной работе с этой целью был задействован метод модуляционной ИК фурье-спектроскопии фотопропускания, позволяющий с высокой чувствительностью регистрировать особенности спектров, обусловленные межзонными переходами. Для подтверждения природы наблюдаемых спектральных особенностей полученные данные были сопоставлены со спектрами оптического поглощения. Все исследованные структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии с прецизионным *in situ* контролем профиля распределения состава в квантовых ямах нанометровых размеров.

В полученных спектрах фотопропускания наногетероструктур с множественными квантовыми ямами HgTe/CdHgTe (100 квантовых ям) наблюдается ряд выраженных сигналов. В структуре HgTe/$Cd_{0,73}Hg_{0,27}$Te с шириной квантовых ям 6 нм зарегистрирован основной межзонный переход при энергии ~0,124 эВ (10 мкм) при 300 К, что соответствует среднему ИК диапазону. Также наблюдаются спектральные особенности при ~0,225 эВ и ~0,488 эВ, интерпретируемые как оптические переходы с участием возбуждённых состояний. В структуре HgTe/$Cd_{0,68}Hg_{0,32}$Te с шириной квантовых ям 3 нм основной переход смещается в область ~0,29 эВ (4,28 мкм), при этом также фиксируются оптические переходы при ~0,416 эВ и ~0,593 эВ. Во всех случаях наблюдаемые особенности интерпретируются как межзонные переходы в квантовых ямах. Сопоставление спектров фотопропускания со спектрами поглощения демонстрирует согласие по энергиям оптических переходов в выращенных наногетероструктурах, при этом модуляционная спектроскопия обеспечивает существенно более высокую чувствительность к межзонным переходам высокого порядка (между возбуждёнными уровнями носителей заряда). Насколько нам известно, данный результат является первым применением метода фотопропускания к квантовым ямам КРТ в среднем ИК диапазоне.

Полученные результаты подтверждают эффективность оптической модуляционной спектроскопии для прецизионной характеризации квантово-размерных структур CdHgTe и демонстрируют возможность детального анализа их энергетического спектра при комнатной температуре. Полученные данные востребованы для дальнейшей разработки фотоприёмников широкого ИК диапазона с повышенной рабочей температурой и высокой чувствительностью на базе наногетероструктур CdHgTe.

[1] S.A. Dvoretsky et al. HgCdTe Device Technology. In: Korotcenkov, G. (eds) Handbook of II-VI Semiconductor-Based Sensors and Radiation Detectors (2023).

Резонансные брэгговские структуры на основе сдвоенных квантовых ям III-N в периодической сверхъячейке

Иванов А.А.[1], **Чалдышев В.В.[1]**, Сахаров А.В.[1,2], Николаев А.Е.[1,2], Артеев Д.С.[1,2], Цацульников А.Ф.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Резонансные брэгговские структуры (РБС), в которых конструктивная интерференция реализуется в системе квазидвумерных экситонов на их резонансной частоте, позволяет значительно усилить взаимодействие света с веществом. Коэффициент отражения света от РБС из N квантовых ям (КЯ):

$$R_N(\omega) = \frac{(N\Gamma_0)^2}{(\omega_0-\omega)^2+(\Gamma+N\Gamma_0)^2}$$

где Γ и Γ_0 – нерадиационное и радиационное затухание экситона, соответственно; N – число КЯ; ω_0 – резонансная частота; ω – частота падающей световой волны.

Эффективное взаимодействие экситонной решетки со светом достигается при условии $N\Gamma_0>\Gamma$. Однако способ выполнения этого условия безграничным увеличением числа КЯ в РБС оказывается безуспешным. Это обусловлено ростом чувствительности к отклонениям от строгой периодичности РБС, которая приводит к преобразованию единственной сверхизлучательной экситон-поляритонной моды в многомодовый спектр [1].

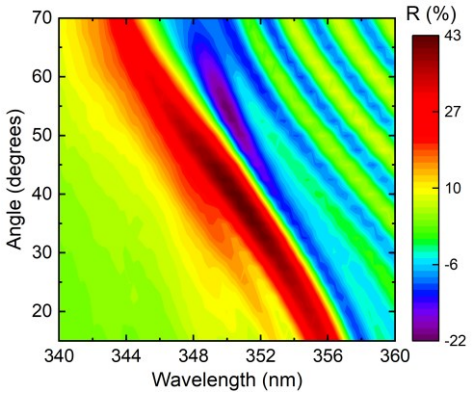


Рис. 1. Коэффициент отражения света над френелевским уровнем от РБС из 60 сдвоенных КЯ GaN/AlGaN для различных углов падения света при комнатной температуре.

Альтернативным подходом к усилению экситон-фотонных взаимодействий, использованным в данной работе, является создание сложной периодической сверхъячейки из нескольких КЯ [2].

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость коэффициента отражения света над френелевским уровнем от РБС из 60 сдвоенных КЯ GaN/AlGaN при комнатной температуре. Отчетливо видна область реализации двойного экситонно-брэгговского резонанса.

Мы экспериментально продемонстрировали, что создание РБС из сдвоенных КЯ III-N в периодической сверхъячейке, выращенных в направлении [0001], также позволяет увеличить параметр радиационного затухания квазидвумерных экситонов. Достигнутые параметры Γ_0 в РБС на основе сдвоенных КЯ GaN/AlGaN и сдвоенных КЯ InGaN/GaN составляют 0.5 ± 0.02 мэВ [4] и 0.4 ± 0.02 мэВ [3], соответственно, что значительно превышает его значения для других материальных систем.

Нами экспериментально достигнута рекордно высокая отражательная способность ~58% [3] и ~48% [4] для РБС из 60 сдвоенных КЯ GaN/AlGaN и InGaN/GaN, соответственно, при комнатной температуре. Более высокие характеристики для РБС на основе GaN/AlGaN по сравнению с РБС на основе InGaN/GaN обусловлены меньшим встроенным электрическим полем и меньшим неоднородным уширением, вызванным флуктуациями состава в КЯ [3,5].

*[1] A.A. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett., **121**, 041101 (2022).*
*[2] E.L. Ivchenko et al., Phys. Rev. B **70**, 195106 (2004).*
*[3] A.A. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett., **128**, 141107 (2026).*
*[4] A.A. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett., **125**, 191105 (2024).*
*[5] A.A. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett., **123**, 121106 (2023).*

Сдвиг Лэмба уровней Ландау в двумерных электронных системах в многомодовом резонаторе

Шабанов А. В.[1], Свинцов Д. А.[1]

[1]*Московский физико-технический институт. 141701. г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9*

В работе показано влияние прямоугольного многомодового резонатора на положение собственных уровней малой двумерной электронной системы, расположенной в его центре при действии на нее магнитного поля, перпендикулярного системе. Гамильтониан рассматриваемой системы состоял из электронного слагаемого $H_e = \frac{(p+eA)^2}{2\,m_e}$ и резонаторного слагаемого $H_{ph} = h\,\Sigma[\omega(b_n{}^{+}b_n + \frac{1}{2})]$. При этом взаимодействие резонатора с двумерной электронной системой вводилось через модификацию векторного потенциала электромагнитного поля $A = A_{cl} + A_{ph}$, где $A_{cl} = \{0, Bx, o\}$, а $A_{ph,x} = \{-\Sigma\frac{p_{z,x,n}}{e}, 0{,}0\,\}, A_{ph,y} = \{0, \Sigma[B\,z_{y,n}]\}$. Здесь z - обобщенная координата, соответствующая n-ой моде резонатора, поляризованной вдоль соответствующей координаты. В силу нахождения двумерной системы в точке высокой симметрии поля всех мод резонатора направлены вдоль одной из осей. В работе показано, что решение данной задачи имеет вид, аналогичный решению задачи о многомерном гармоническом осцилляторе, собственные частоты которого находятся из решения уравнения относительно ω.

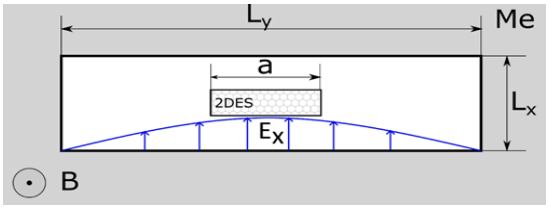


Рис. 1. Вид изучаемой системы. Двумерный кристалл располагается в точке высокой симметрии резонатора

$$\omega_c{}^2 - \omega^2\Big(1 + \chi_x{}^2 \sum_{i=1,j=1}^{n_x,n_y} \frac{1}{g_x(i,j)^2 - \frac{\omega^2}{\omega_x{}^2}} + \chi_y{}^2 \sum_{i=1,j=1}^{n_x,n_y} \frac{1}{g_x(i,j)^2 - \frac{\omega^2}{\omega_y{}^2}} + \chi_x{}^2\chi_y{}^2 \sum_{i=1,j=1}^{n_x,n_y} \frac{1}{g_x(i,j)^2 - \frac{\omega^2}{\omega_x{}^2}} \sum_{i=1,j=1}^{n_x,n_y} \frac{1}{g_x(i,j)^2 - \frac{\omega^2}{\omega_y{}^2}}\Big) = 0$$

Здесь ω_c- циклотронная частота, $\chi_{x,y}{}^2 = \frac{2\,e^2}{\varepsilon_0 V \omega_{x,y}{}^2 m_e}$ - сила связи мод соответствующей поляризации, $g_{x,y}(i,j) = \frac{\omega_{x,y}(i,j)}{\omega_{x,y}}$ - функция относительной частоты моды резонатора от ее номера, $\omega_{x,y}$ - наинизшая частота моды с соответствующей поляризацией, $n_{x,y}$ - наивысший номер моды, учитываемой в задаче. При анализе сумм в уравнении (1), используя типичную частотную зависимость положения мод квадратного резонатора вида $g_{x,y}(i,j) \sim \sqrt{i^2 + j^2}$, мы получаем логарифмическую расходимость, для исключения которой учитываются только моды, для которых выполняется дипольное приближение на масштабе размера двумерной системы.

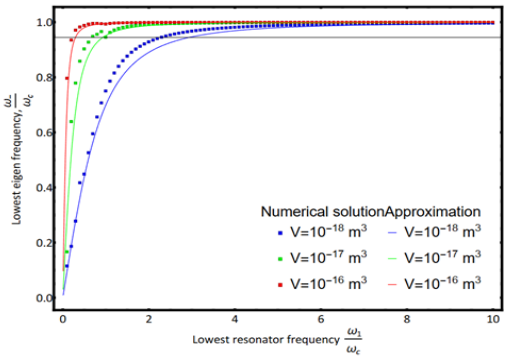


Рис. 2. Зависимость положения наинизшей собственной частоты ситемы в зависимости от циклотронной частоты для нескольких объемов резонатора. Сплошная линия - решение, полученное при разложении слагаемых в суммах уравнения (1) до первого порядка малости.

В результате решения задачи обнаружено, что учет дополнительных мод значительно снижает собственную частоту циклотронной моды, вплоть до снижения ее до сколь угодно малых значений при больших значениях константы связи $\chi_{x,y} \sim 1$.

Генерация стимулированного излучения в области 3.5–4.5 мкм при комнатной температуре в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

Янцер А.А.[1], Фадеев М.А.[1], Кудрявцев К.Е.[1], Румянцев В.В.[1], Уточкин В.В.[1], Разова А.А.[1], Мажукина К.А.[1], Дубинов А.А.[1], Алешкин В.Я.[1], Михайлов Н.Н.[2], Морозов С.В.[1]

[1] *ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск*

В настоящее время перспективным направлением исследований является создание перестраиваемых лазеров для среднего инфракрасного (ИК) диапазона благодаря возможности их широкого применения в спектроскопии и мониторинге окружающей среды.

В данной работе приводятся результаты исследования спектров стимулированного излучения при оптической накачке в волноводных структурах с несколькими квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe (КРТ). Ранее нами [1] исследовалась температурная зависимость эффективного коэффициента оже-рекомбинации от температуры в КЯ КРТ, излучающих на длинах волн 3.5–4.5 мкм. Было обнаружено, что коэффициент оже-рекомбинации достигает максимума в момент, соответствующий резонансу основного межзонного перехода и перехода второй дырки с основной подзоны размерного квантования валентной зоны (E_{v1}) в континуум валентной зоны (E_{vbar}). В таком случае, такие переходы возможны, т.к. закон сохранения импульса не ограничивает оже процесс с выбросом носителя в надбарьерные состояния (беспороговый оже процесс), поскольку происходит переход из 2D состояния, в состояние непрерывного спектра. В то же время, из-за наличия КЯ спектр континуума меняется, и величина матричного элемента зависит от того, насколько высоко над барьером расположено конечное состояние дырки. При этом, максимальная вероятность перехода достигается тогда, когда конечное состояние соответствует энергии уровней размерного квантования в квантовой яме. В теоретической работе [2] были рассмотрены резонансные переходы второй дырки из основного состояния в КЯ (E_{v1}) в верхнее возбужденное состояние (E_{v4}) с энергией, близкой к энергии потолка валентной зоны барьерных слоев. Рассчитанная энергия максимума коэффициента оже-рекомбинации соответствовала экспериментальной.

На основе полученных результатов был предложен механизм подавления беспороговых оже-процессов в КЯ КРТ за счет прохождения такого резонанса при более низких температурах путем изменения состава барьеров для структур излучающих в диапазоне длин волн 3-4 мкм. С другой стороны, в структурах с длиной волны 4-5 мкм необходимо увеличивать содержание Cd в барьерных слоях, что увеличивает разрыв валентной зоны. Из-за этого энергии межзонного перехода становится недостаточно для выброса дырки в континуум при температурах ниже 300 К, происходит «смещение» резонанса в область температур выше 300К. Для структур диапазона 3-4 мкм невозможно вырастить достаточно высокие барьеры, чтобы полностью подавить беспороговые оже процессы, поэтому необходимо уменьшать содержание кадмия в барьерных слоях, чтобы резонанс происходил в низких температурах, и не оказывал влияния при максимальной температуре, при которой наблюдается СИ. Такая оптимизация позволила впервые получить стимулированное излучение на длинах волн 3.5 - 4.8 мкм при комнатной или близкой к комнатным температурам.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-12-00310).

[1] K.E. Kudryavtsev et al., Applied Physics Letters., 123, 182102 (2023).
[2] М.С. Жолудев, Письма в ЖТФ, 51, 16, 35-38 (2025).

Электромагнитный плазменный резонанс в GaAs мембранах с двумерным электронным слоем

Янцер А.А.[1], Фадеев М.А.[1], Астраханцева А.С.[2], Шуваев А.М. [2], Гусихин П.А.[2], Кукушкин И.В.[2], Муравьев В.М.[2], Морозов С.В.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2] *ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул.Академика Осипьяна д. 2, 142432*

Плазменные колебания в двумерных электронных системах (ДЭС) являются предметом активных исследований уже более 50 лет. Недавно было теоретически предсказано и подтверждено экспериментально при криогенных температурах существование поперечных электромагнитных плазменных волн для ДЭС, встроенных в диэлектрическую подложку [1,2].

В данной работе исследуется пропускание при 300К в терагерцовом/дальнем ИК диапазоне сверхтонких полупроводниковых мембран с двумерной электронной системой, представляющей собой слой сильнолегированного полупроводника различной толщины. Структуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с десятью периодами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$/GaAs, которые служат стоп-слоем при травлении подложки. На сверхрешетке выращивается слой нелегированного GaAs толщиной 1.8 мкм, затем растится слой GaAs, легированный до $5*10^{18}$ $см^{-3}$. Подложка структуры стравливается, в результате чего получается мембрана с толщиной 2 мкм, содержащая легированный слой. Толщина легированного слоя составляет, соответственно, 30, 90 и 270 нм. Измерения пропускания проводились при комнатной температуре с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v.

На измеренных спектрах наблюдается серия максимумов пропускания на резонансных частотах, которые в пределе высоких частот совпадают с резонансами типа Фабри-Перо в плоскопараллельной пластине толщиной 2 мкм. Во всех структурах частота первого резонанса типа Фабри-Перо лежит в окрестности 24 ТГц. Главной особенностью исследованных структур является наличие дополнительного – плазменного резонанса на частоте менее 10 ТГц, которая определяется толщиной легированного слоя и составляет, соответственно, 3.2, 4.47 и 6.27 ТГц для структур с толщиной слоя 30, 90 и 270 нм, соответственно. Для структур с толщиной слоя 30 и 90 нм зависимость частоты резонанса от толщины легированного слоя хорошо описывается в рамках простейшей модели, в рамках которой диэлектрическая мембрана с легированным слоем обладает таким же пропусканием, как и мембрана, которая полностью легирована с концентрацией $n=n_0*h/d$, где n – концентрация носителей в легированном слое, h – толщина легированного слоя, d – толщина мембраны. В этом случае резонансная частота обладает корневой зависимостью от толщины легированного слоя. В структуре с толщиной слоя 270 нм можно наблюдать гибридизацию плазменного и фононного резонансов по мере приближения к полосе остаточных лучей в GaAs.

Таким образом, проведены измерения пропускания ДЭС на поверхности сверхтонкой мембраны и обнаружен максимум пропускания на плазменном резонансе, частота которого определяется толщиной легированного слоя. Благодаря возможности перестройки, например с помощью паттернирования, данный эффект может быть использован для создания активных планарных метаматериалов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045).

*[1] Ю.А. Косевич, Письма в ЖЭТФ, **53**, 147 – 147 (1991).*
*[2] A. Astrakhantseva et. al., Appl. Phys. Lett., **120**, 3, 031104 (2022).*

Секция 4

Нульмерные системы (квантовые точки, нанокристаллы, нанопластелеты): энергетический спектр, оптические свойства, туннельный транспорт.

Влияние легирования перовскитных нанокристаллов $CsPb(Br, Cl)_3$ на эффективность синей фотолюминесценции

Батаев М. Н.[1], Кучинов Д. А.[1], Кузнецова М. С.[1], Игнатьев И. В.[1], Колобкова Е. В.[2,3]

1СПбГУ, 198504, г. Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1
2СПбГТИ (ТУ), 190013, г. Санкт-Петербург, Московский проспект, 26
3 ИТМО, 199034, г. Санкт-Петербург, Биржевая линия В.О., д. 14

Металл-галогенидные перовскиты рассматриваются как перспективные материалы для создания высокоэффективных источников излучения. Однако реализация излучения в синей спектральной области остается сложной задачей вследствие низкого квантового выхода фотолюминесценции (ФЛ), как правило не превышающего нескольких процентов, в отличие от зелёной и красной областей спектра.

Подход к повышению стабильности и эффективности перовскитных нанокристаллов (НК) основан на их инкапсуляции в стеклянную матрицу, обеспечивающую защиту от внешних воздействий, включая влагу и термическое воздействие. Дополнительное увеличение квантового выхода ФЛ достигается посредством модификации химического состава НК, включая катионное и анионное замещение. В частности, показано, что легирование никелем в системе $CsPb(Br,Cl)_3$ приводит к росту квантового выхода ФЛ [1].

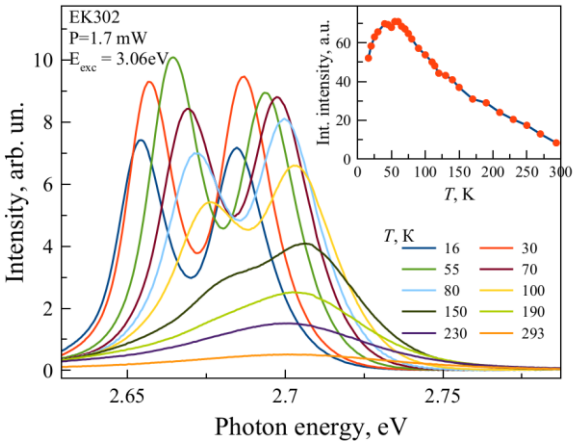


Рис. 1. Температурная зависимость спектров ФЛ НК $CsPb(Br,Cl)_3$ легированных никелем.

В работе представлены температурные зависимости спектров ФЛ. На Рис. 1, на вставке к рисунку приведена зависимость интегральной интенсивности ФЛ от температуры. Также будут представлены измерения кинетики затухания ФЛ, что позволит установить механизмы увеличения квантового выхода в нанокристаллах $CsPb(Br,Cl)_3$, легированных никелем, по сравнению с нелегированными системами. Анализ полученных зависимостей указывает на существенную роль дефектных состояний и каналов безызлучательной релаксации на эффективность излучения.

Полученные результаты согласуются с ранее продемонстрированной возможностью управления люминесцентными свойствами перовскитных нанокристаллов в стеклянной матрице посредством катионного замещения [3] и подтверждают перспективность использования легирования для повышения эффективности излучения в синей области спектра.

Экспериментальная работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 125022803069-4. Рост образцов выполнен в рамках проекта РНФ № 26-13-00292

[1] Pan G. et al., ACS Appl. Mater. Interfaces, 12(12), 14195 (2020)
[2] Huang S.-H. et al., Nanomaterials, 14, 1049 (2024)
[3] Kuznetsova M.S., Kolobkova E.V., Bataev M.N. et al., J. Chem. Phys., 161(12), 124501 (2024)).

Связанные экситон-биэкситонные состояния в полупроводниковых нанокристаллах: тонкая структура спектра, времена генерации

Бурдов В.А., Фомичев С.А.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23

Теоретически исследуется процесс одновременного рождения в нанокристалле двух электронно-дырочных пар (биэкситона) одним фотоном – так называемая прямая фотогенерация биэкситонов. Энергия поглощаемого фотона предполагается равной пороговой энергии этого процесса, т.е. удвоенной ширине фундаментальной энергетической щели нанокристалла. Предполагается, что нанокристалл синтезирован на основе прямозонного полупроводника со структурным типом сфалерита с невырожденной зоной проводимости и слабым спин-орбитальным взаимодействием.

Произведен расчет скорости генерации биэкситонов с пороговыми энергиями, показывающий, что при определенных значениях радиуса нанокристалла имеет место существенный рост скорости генерации. Оказывается, что при определенных размерах нанокристалла, фотон с пороговой энергией может создать как биэкситон, так и одиночный экситон высокой энергии. При совпадении энергий экситон и биэкситон могут образовать когерентную суперпозицию, как отмечалось ранее [1,2]. Кулоновские корреляции приводят к расщеплению первоначально сильно вырожденного уровня энергии экситонов и биэкситонов разных типов на три группы уровней, одна из которых соответствуют новым экситонным состояниям, другая – новым биэкситонным, а третья включает два уровня, отвечающие связанным состояниям биэкситона и экситона. Разность энергий полученных двух экситон-биэкситонных конфигураций обратно пропорциональна третьей степени радиуса нанокристалла.

Таким образом, биэкситонные состояния определенного типа оказываются нестационарными – они представляются суперпозицией двух экситон-биэкситонных стационарных состояний. В этом случае экситонное и биэкситонное состояния будут периодически переходить друг в друга. При этом расчет дает для времени перехода экситонной конфигурации в биэкситонную (или наоборот) значения от нескольких сотых долей пикосекунды (для кубического InN) до нескольких пикосекунд (для ZnS). Для InP, а также кубических CdS и GaN это время составляет несколько десятых долей пикосекунды. Такие времена экситон-биэкситонного превращения имеют тот же порядок, что и (а в некоторых случаях и существенно меньшие значения, чем) характерные времена электрон-фононного взаимодействия (~ пикосекунд), которое будет разрушать когерентность экситон-биэкситонных конфигураций.

При постепенном изменении радиуса нанокристалла и удалении от значения, соответствующего экситон-биэкситонному резонансу, связанные экситон-биэкситонные состояния трансформируются в отдельные экситонные и биэкситонные. Расчет скорости генерации биэкситонов в этом случае [3,4] дает зависимость от радиуса, обратно пропорциональную его шестой степени (аналогичная зависимость имела место в нанокристаллах Si [5]). Такая резкая зависимость свидетельствует о том, что двухэлектронный межзонный переход всегда является непрямым – даже в случае прямозонного полупроводника, когда переход совершается, фактически, из окрестности центра зоны Бриллюэна (Г-точки) валентной зоны в окрестность Г-точки зоны проводимости, т.е. идет с сохранением суммарного квазиимпульса обоих электронов.

[1] A. Shabaev, Al.L. Efros, A.J. Nozik, Nano Lett. 6, 2856 (2006).
[2] R.J. Ellingson, et al., Nano Lett. 5, 865 (2005).
[3] С.А. Фомичёв, В.А. Бурдов, Письма в ЖЭТФ 120, 856 (2024).
[4] S.A. Fomichev, V.A. Burdov, J. Lumin. 294, 121862 (2026).
[5] S.A. Fomichev, V.A. Burdov, J. Chem. Phys. 160, 234301 (2024).

Модификация поверхности атомарно тонких полупроводников $A^{II}B^{VI}$ для управления 2D экситонами

Васильев Р.Б.[1,2], Куртина Д.А.[1], Платонова М.Ю.[1], Лебедев А.И.[3]

[1]*Химический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.3*
[2]*ФНМ МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.73*
[3]*Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, 119991 Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2*

Парадигма двумерных полупроводников привела к созданию новых материалов монослойной толщины, открывших пути создания новых устройств микроэлектроники, оптоэлектроники, фотоники. Перспективы развития двумерных материалов связаны с поиском новых систем с атомарной толщиной, высокими анизотропными показателями преломления и высокими энергиями связи экситонов при комнатной температуре. В настоящей работе представлен новый класс двумерных полупроводников - атомарно тонкие гибридные 2D полупроводники $A^{II}B^{VI}$, выращенные в коллоидных системах с атомарной точностью задания толщины. Данный класс полупроводниковых структур является производным коллоидных квантовых точек и нанопластинок соединений $A^{II}B^{VI}$, однако в отличие от них имеет толщину менее нанометра (2 или 3 монослоя – 0.6-0.9 нм) и латеральные размеры до микрона [1, 2]. Уникальной особенностью данного класса структур является отсутствие неоднородности и разброса толщин, принципиально отличающей их от других типов наноструктур, а также возможность гибридизации с органическими молекулами, присоединенными к базальным плоскостям атомарно-тонкой наноструктуры. В докладе рассмотрена прецизионная функциональная модификация поверхности наноструктур рядом неорганических или органических молекул с разнообразными якорными группами в коллоидных системах для управления экситонами.

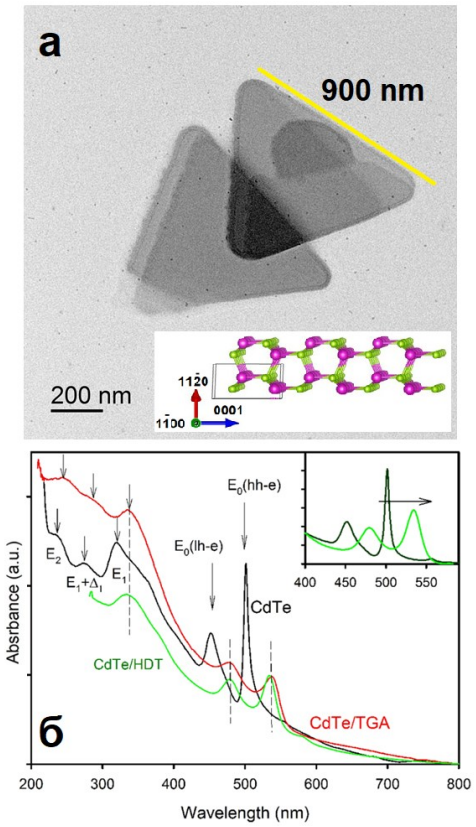


Рис. 1. ПЭМ изображение 2D ZnSe (а). Спектры поглощения 2D CdTe при комнатной температуре (б).

Полученные атомарно тонкие наноструктуры представляли собой графеноподобные листы толщиной менее нанометра с латеральными размерами до микрона с четкой огранкой, зависящей от типа кристаллической структуры – цинковой обманки или вюрцита (рис.1а), что отражает монокристальный характер, подтвержденный также дифракционными методами. В оптических спектрах наблюдались узкие экситонные полосы (4-10 нм шириной) при комнатной температуре (рис.2б), меняющиеся при модификации поверхности.

В докладе проанализировано влияние лигандов, в том числе хиральных, на поведение двумерных экситонов. Рассмотренные эффекты, обусловленные вкладами изменения ширины квантовой ямы, механических напряжений и гибридизации, показывают большой потенциал данных полупроводниковых наноструктур для приложений в фотонике и оптоэлектронике.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-13-00416.

[1] D.A. Kurtina et.al., Chem. Mater., 31, 9652 (2019).
*[2] D.A. Kurtina, et al., Opt. Mater., **158**, 116483 (2025).*

Многофотонные состояния из квантовой точки с трионом и нейтральным экситоном в микрорезонаторе

Галимов А.И., Крайнов И.В., Рахлин М.В., Серов Ю.М., Вейшторт Г.П., Торопов А.А., Шубина Т.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Типичная двухуровневая система — квантовая точка (КТ) в резонаторе — широко используется в качестве источника одиночных фотонов для квантовых вычислений и связи, а также для формирования многофотонных состояний, перспективных для ряда алгоритмов. Было отмечено, что КТ, содержащие, как правило, трион, при резонансном возбуждении импульсами с площадью $n*\pi$ могут демонстрировать многофотонные состояния (группировку) с корреляционной функцией второго порядка $g^{(2)}(0)>1$ при четном целом n. Однако механизмы, лежащие в основе этого явления, а также влияние на них резонатора и зарядового состояния КТ, нуждались в прояснении.

Мы представляем исследование такого многофотонного излучения, выполненное с использованием источников одиночных фотонов, разработанных в ФТИ им. Иоффе, с чистотой и неразличимостью, близкими к единице. Заряд в одиночной КТ InAs/GaAs, помещенной в столбчатый микрорезонатор, контролировался с помощью встроенной кулоновской блокады [1]. Измерения проводились в кросс-поляризационной схеме, обеспечивающей фильтрацию лазерного излучения ~10^{-6}. В КТ с трионом при нечетном целом n значения $g^{(2)}(0)$ близки к нулю, тогда как для четного n его значение достигает 3. Измерения кривых затухания ФЛ выявили наличие быстро затухающей, лазероподобной компоненты для четных $n*\pi$ импульсов. При отстройке оптической моды от линии ФЛ величина $g^{(2)}(0)$ приближается к единице, характерному значению для пуассоновского лазерного излучения. В КТ с экситоном группировка фотонов приводит к росту $g^{(2)}(0)$ только до 0.1 при $2*\pi$. Однако, в отличие от триона, с увеличением площади возбуждающего импульса наблюдается двухкратный рост $g^{(2)}(0)$ (рис. 1). Эти особенности могут быть связаны с тонкой структурой расщепленных уровней в экситоне и их взаимодействием с полем резонансного возбуждения.

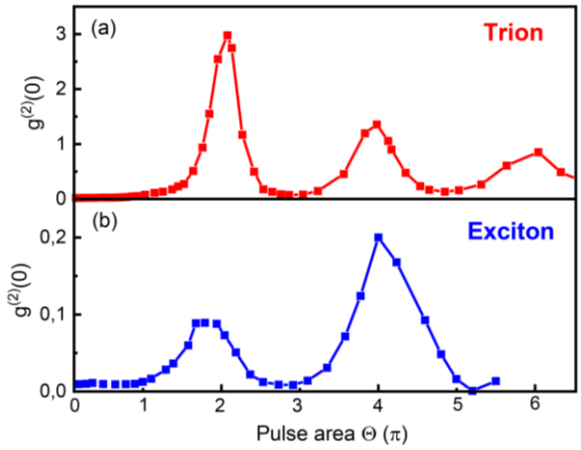


Рис. 1. Корреляционная функция второго порядка при нулевом времени задержки $g^{(2)}(0)$ от мощности возбуждающего импульса в КТ с трионом (a) и экситоном (b).

Предложенная модель учитывает, что волновой пакет лазерного импульса содержит множество фотонных состояний (~10^2), инициирующих квантовые осцилляции различной частоты и амплитуды, приводя к ненулевой вероятности возбуждения двухуровневой системы четными $n*\pi$ импульсами [2]. Нелинейное взаимодействие лазерного излучения с возбужденной КТ приводит к повороту угла поляризации резонансно рассеянных фотонов, усиленному резонатором. Эффект наиболее выражен в анизотропной системе с одиночным спином триона. Таким образом формируется когерентная суперпозиция излученных одиночных фотонов и резонансно рассеянных фотонов.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках Дорожной карты развития квантовых вычислений (Договор № 868/1734-Д от 22 сентября 2025 г.).

*[1] А.И. Галимов et al., Письма в ЖЭТФ., **121**, 386 (2025).*
[2] I.V. Krainov, A.I. Galimov et al., arXiv:2507.05943v1 (2025).

Двухфотонный линейно-круговой дихроизм в нанокристаллах InP/ZnSe

Головатенко А.А.[1], Русских К.И.[1], Родина А.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Сегодня нанокристаллы InP (НК) активно изучаются, поскольку они обладают высоким квантовым выходом и узким перестраиваемым спектром фотолюминесценции, что делает их востребованными для оптоэлектронных приложений следующего поколения. Важным условием достижения высокого квантового выхода в НК на основе InP является наращивание оболочки ZnSe вокруг ядра InP. В нанокристаллах InP/ZnSe ядро InP и оболочка ZnSe не имеют общего атома и обладают разными постоянными решетки. Наличие упругих деформаций и образование электрических диполей (P-Zn и In-Se) на гетероинтерфейсе изменяют естественные разрывы зон проводимости и валентной зоны, ожидаемые из-за разницы энергий сродства к электрону в InP и ZnSe. В недавнем исследовании [1] рассматривалась проблема разрыва зон в нанокристаллах InP/ZnSe с использованием спектроскопии дифференциального поглощения, одно- и двухфотонного возбуждения фотолюминесценции. Численные расчеты из работы [1] объяснили данные для однофотонных спектров и позволили найти нижний предел для разрыва валентных зоны ≈0,7 эВ. Однако спектр двухфотонного возбуждения фотолюминесценции из работы [1] остался необъясненным.

Мы представляем полуаналитический теоретический анализ спектров одно- и двухфотонного поглощения в сферических нанокристаллах InP/ZnSe как функции разрыва зон между ядром InP и оболочкой ZnSe. Рассчитаны энергетические спектры электронов и дырок с использованием восьмизонной модели Кейна и шестизонного гамильтониана Латтинжера, соответственно. Вероятности одно- и двухфотонных переходов, а также кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой рассмотрены в качестве возмущений, рассчитанных в базисе одночастичных волновых функций. Мы сравнили рассчитанные одно- и двухфотонные спектры поглощения с экспериментальными данными из работы [1]. На основании моделирования экспериментальных данных мы сузили диапазон значений разрыва валентных зон до 0.85–1 эВ в зависимости от учета сжимающих напряжений в ядре InP [2]. Нами идентифицированы все переходы, ответственные за формирование сигнала в спектре двухфотонного возбуждения фотолюминесценции из работы [1]. Обнаружен эффект двухфотонного линейно-кругового дихроизма, заключающийся в различии двухфотонных спектров поглощения, рассчитанных при возбуждении фотонами с круговой и линейной поляризацией (см. рис. 1).

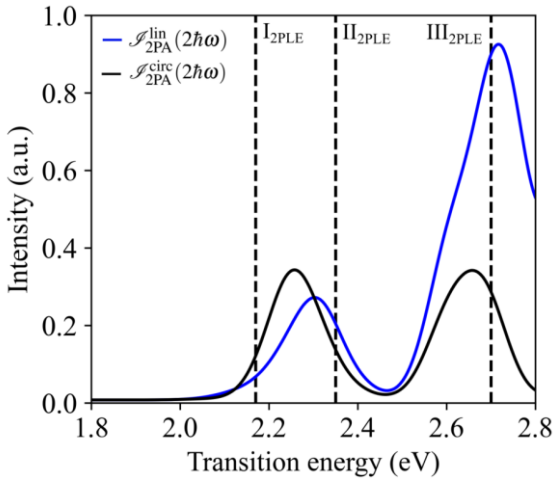


Рис. 1. Двухфотонный спектр поглощения при линейной (синий) и циркулярной (черный) поляризации фотонов. Пунктирами показаны энергии двухфотонных переходов из работы [1].

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-12-00300-П.

*[1] D. Respekta et al., ACS Nano., **19**, 19831 (2025).*
[2] K.I. Russkikh et al., ArXiV: 2603.13074 (2026).

Механизмы диффузии элементов третьей группы в InGaAs

Александров И.А., **Гуляев Д.В.**

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

Гетероструктуры с квантовыми ямами InGaAs/InAlAs согласованные по параметру решетки с подложкой InP перспективны для различных применений в оптоэлектронике, таких как полупроводниковые лазеры, модуляторы, фотонные интегральные схемы. Одним из методов модификации энергии излучения квантовых ям InGaAs/InAlAs является диффузия материалов квантовой ямы и барьера при постростовом отжиге. Для теоретического описания механизмов диффузии в этих материалах на микроскопическом уровне полезны расчеты энергетических барьеров элементарных процессов диффузии для различных механизмов.

В работе проведены расчеты энергетических барьеров диффузии элементов третьей группы в InGaAs по вакансионному и междоузельному механизмам. Расчеты проводились методами теории функционала плотности в приближении обобщенного градиента с использованием пакета программ Quantum Espresso и оптимизированных сохраняющих норму псевдопотенциалов Вандербильта.

По результатам расчетов, наиболее энергетически выгодное положение для междоузельного In в InGaAs в зарядовых состояниях 0 и +1 и междоузельного Ga в нейтральном зарядовом состоянии находится в тетраэдрическом междоузлии подрешетки элементов третьей группы. Для междоузельного Ga в зарядовом состоянии +1 и для междоузельного Al в зарядовых состояниях 0 и +1 наиболее энергетически выгодное положение находится в тетраэдрическом междоузлии подрешетки As. Определены основные типы миграционных переходов для найденных конфигураций атомов. Различные переходы атомов In, Ga и Al в InGaAs на место вакансии в подрешетке элементов третьей группы имеют энергетические барьеры 1.52–1.82 эВ (In), 1.76–2.08 (Ga) и 1.75–1.77 эВ (Al) для зарядового состояния вакансии –3, и 0.82–1.31 эВ (In), 1.27–2.07 эВ (Ga) и 1.25–1.39 эВ (Al) для нейтрального зарядового состояния вакансии. Переходы междоузельных атомов In, Ga и Al в соседнее положение имеют энергетические барьеры 0.81–0.98 эВ. Переходы атомов In, Ga и Al из междоузельного положения в узел подрешетки третьей группы с вытеснением атома Ga или In в междоузельное положение имеют энергетические барьеры 0.31–1.55 эВ. Переходы с вытеснением атомов Ga междоузельными атомами In и Al из подрешетки элементов третьей группы в междоузельное положение, а также с вытеснением в междоузельное положение атомов In междоузельными атомами Al более энергетически выгодны по сравнению с обратными переходами.

Природа люминесценции квантовых точек $Cd_xZn_{1-x}S$, синтезированных в матрице бегеновой кислоты

Свит К.А.[1], Александров И.А. [1], **Гуляев Д.В.[1]**

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, ул. ак. Лаврентьева, д.13*

Широкий интерес к квантовым точкам (КТ) $Cd_xZn_{1-x}S$ обусловлен возможностью их ширину запрещенной зоны в диапазоне энергий от 2.4 до 4 эВ. Это позволяет перекрывать спектральный диапазон от видимой области спектра до УФ [1,2]. Однако, к настоящему моменту данные КТ сравнительно мало изучены и открытыми остаются вопросы о влиянии состава и состояния поверхности на их люминесцентные свойства. В практическом большинстве своем КТ $Cd_xZn_{1-x}S$ демонстрируют широкую полосу ФЛ, обусловленную дефектами, положение которой в значительной степени зависит от технологии их синтеза. КТ $Cd_xZn_{1-x}S$, синтезированные с помощью метода Ленгмюра-Блоджетт в матрице бегеновой кислоты, представляют значительный интерес ввиду отсутствия пассивации поверхности, что позволяет более детально отследить взаимосвязь структуры и состава поверхности КТ с их люминесцентными свойствами.

В данной работе в диапазоне температура от 80 до 330 К исследованы люминесцентные свойства КТ $Cd_xZn_{1-x}S$ составов x=0.5 и x==0.2, синтезированных с помощью методики Ленгмюра-Блоджетт в матрице бегеновой кислоты. Установлено, что в диапазоне температур от 80 до 290 К, в спектрах ФЛ можно отчетливо выделить лишь одну широкую полосу с энергией максимума около 2.2 эВ (Рис. 1). Повышение температуры приводит к появлению дополнительной полосы ФЛ с энергией максимума около 3 эВ.

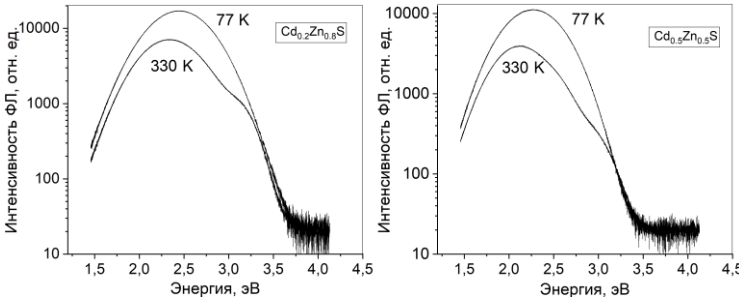


Рис. 1. Спектры ФЛ КТ $Cd_{0,5}Zn_{0,5}S$ (a) и $Cd_{0,2}Zn_{0,8}S$ (b), измеренные при различных температурах.

Из анализа экспериментальных данных установлено, что наблюдаемая люминесценция обусловлена рекомбинацией через глубокие уровни в запрещенной зоне исследуемых КТ. В спектрах ФЛ можно выделить три полосы: две близкорасположенных низкоэнергетичных полосы, которые являются доминирующими и значительно сдвигаются при изменении состава КТ и температуры; (ii) высокоэнергетичную, положение которой слабо зависит от температуры и состава. Путем теоретических расчетов с использование теории функционала плотности было установлено, что низкоэнергетичная полоса ФЛ, связана с рекомбинацией через уровни, образованные вакансиями серы. При этом энергия образования и залегания уровня вакансии серы зависит от места ее расположения в решетке. Наименьшими энергиями образования обладают вакансии серы, окруженные 4 и 3 атомами Cd. Процесс рекомбинации через уровни вакансий серы происходит путем безызлучательного захвата на уровень вакансии дырки из валентной зоны, с дальнейшей излучательной рекомбинацией захваченной дырки с электроном из зоны проводимости. Природа высокоэнергичной полосы остается под вопросом. Данная полоса, возможно, связана с частичной пассивацией оборванных связей на поверхности КТ молекулами бегеновой кислоты и появлению в запрещенной зоне КТ соответствующих энергетических уровней.

[1] J. Cizeron, M. P. Pileni., J. Phys. Chem. B. 1997. V. 101, P. 8887-8891.
[2] M. A. Cotta., ACS Appl. Nano Mater. 2020, V. 3, P. 4920-4924.

Конкуренция квантовых измерений и прыжков в спиновой динамике заряженных квантовых точек

Зибинский А.Л.[1], Смирнов Д.С.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Спин электрона, локализованного на доноре или в квантовой точке, активно изучался в последние десятилетия как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Наиболее продуктивными оказались оптические методы, такие как накачка-зондирование вблизи трионного резонанса. В соответствии с фундаментальными принципами квантовой механики, измерения спинов неизбежно возмущают их динамику, то есть приводят к квантовому обратному действию. В реальных системах со спиновой релаксацией, обусловленной сверхтонким взаимодействием [1], квантовое обратное действие может приводить к релаксации поперечных компонент среднего спина [2].

Нами рассмотрен ансамбль заряженных квантовых точек во внешнем магнитном поле при непрерывной накачке и зондировании (вставка на рис. 1). Получено аналитическое решение системы блоховских уравнений для спиновой динамики с учётом квантового обратного действия и неупругих прыжков электронов между квантовыми точками [3]. Показано, что в геометрии Фарадея оба эффекта оказывают качественно схожее влияние на спиновую динамику. Однако, в геометрии Фойгта прыжки и эффективная сила измерений (пропорциональная мощности света) конкурируют между собой. В результате время поперечной спиновой релаксации T_2 может быть немонотонной функцией мощности зондирующего лазера. Этот эффект может наблюдаться в измерениях кривых Ханле, как показано на рис. 1. Кроме того их ширина может кардинально отличаться от ширины кривой восстановления спиновой поляризации в продольном магнитном поле, что позволяет описать ряд экспериментальных данных, не укладывавшихся в предыдущие модели.

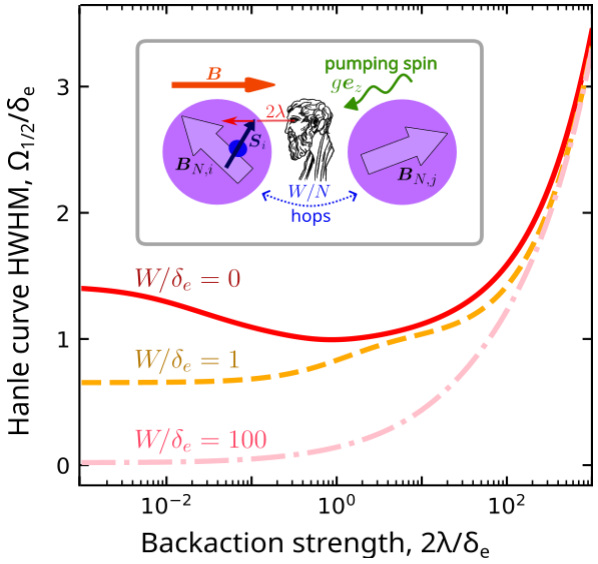


Рис. 1. Полуширина кривой Ханле в зависимости от силы квантового обратного действия (пропорциональной мощности лазера) при разных значениях темпа прыжков W, отнесённого к силе сверхтонкого взаимодействия δ_e. На вставке изображён скетч нашей мо-

Развитая теория позволяет также рассчитать спектры спиновых флуктуаций локализованных электронов. Такие расчёты были сопоставлены с результатами измерений для спиновых флуктуаций в квантовой яме CdTe, легированной донорами [4]. Анализ мощностной и температурной зависимостей спектров позволил определить силу сверхтонкого взаимодействия, параметры локализации электронов, активационную энергию, концентрацию доноров и механизм прыжков электронов между ними.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-10031.

[1] R.I. Dzhioev et al., Phys. Rev. Lett., 88, 256801 (2002).
[2] V. Nedelea et al., Phys. Rev. Res., 5, L032032 (2017).
[3] A. L. Zibinskiy and D. S. Smirnov, Phys. Rev. B, 113, 125425 (2026).
[4] A. L. Zibinskiy et al., arXiv:20527, accepted to Phys. Rev. B (2026).

Монослойные флуктуации размеров перовскитных нанокристаллов в стеклянной матрице

Игнатьев И. В.[1], Кузнецова М. С.[1], Батаев М. Н.[1], Петухов Н. А.[1], Колобкова Е. В.[2,3]

[1]*Лаб. Оптики спина СПбГУ, 198504, г. Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, д. 1.*
[2]*Технологический университет, 199913, г. Санкт-Петербург, Московский проспект, 26*
[3]*Университет ИТМО, 199034, г. Санкт-Петербург, Биржевая линия В.О., д. 14*

Для многих приложений и для фундаментальных исследований интерес представляет ансамбль перовскитных нанокристаллов (НК) с узким распределением по размерам и, соответственно, узкой полосой фотолюминесценции (ФЛ). Желательно, чтобы все НК имели один и тот диаметр, с точностью до постоянной кристаллической решетки, а квантовый выход ФЛ был максимально высокий. Вместе с тем, в большинстве случаев наблюдаются сильно уширенные спектры ФЛ, отражающие большой разброс НК по размерам, и небольшой квантовый выход. Исследование механизма уширения и снижения квантового выхода представляют собой важную научную задачу.

В данной работе мы представляем экспериментальное исследование НК $CsPbBr_3$, синтезированных во фторфосфатной стеклянной матрице. Метод синтеза описан в работе [1]. Спектр ФЛ, измеренный при температуре 10 К и нерезонансном возбуждении, представлен на рисунке 1. Он состоит из нескольких пиков, которые хорошо аппроксимируются функциями Гаусса. Мы предполагаем, что каждый пик соответствует отдельному подансамблю НК с определенным размером. Отметим, что такой эффект наблюдался в узких квантовых ямах GaAs/AlGaAs и получил название монослойных флуктуаций [2].

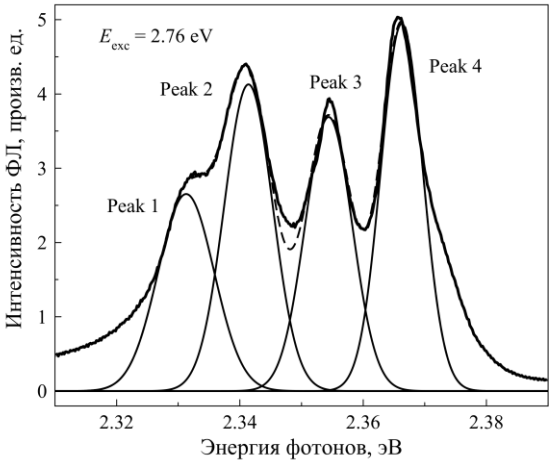


Рис. 1. Спектр ФЛ НК $CsPbBr_3$ и его аппроксимация функциями Гаусса.

Исследования спектра ФЛ при различных температурах показывают, что интегральная интенсивность пиков 1 и 3 быстро падает с ростом температуры, а интенсивность пиков 2 и 4 остается практически неизменной вплоть до T = 200 К. Это свидетельствует о формировании подансамблей НК различного качества. А именно, пики 1 и 3 принадлежат НК низкого качества, а пики 2 и 4 – НК высокого качества. Мощностные зависимости спектра ФЛ подтверждают это заключение.

В работе развита модель, описывающая такое поведение НК. Предполагается, что в исследуемом образце сформированы подансамбли сферических НС с различными диаметрами. Пики 2 и 4 принадлежат НК, в которых на диаметре укладывается целое число N постоянных кристаллической решетки в орторомбической фазе (a_o = 0.83 nm) НК, а именно, N = 15 для пика 4 и N = 21 для пика 2. Пики 1 и 3 принадлежат подансамблям с нецелым числом постоянной решетки на диаметре НК. В результате, поверхность таких НК содержит оборванные химические связи, формирующие дефектные состояния. Механизм формирования различных подансамблей НК будет обсуждаться в докладе.

Экспериментальная работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 125022803069-4. Рост образцов выполнен в рамках проекта РНФ № 26-13-00292

[1] E.V. Kolobkova et al., J. Non-Cryst. Solids., 563, 120811 (2021).
[2] D. Gammon, B. V. Shanabrook, and D. S. Katzer, Phys. Rev. Lett. 67, 1547 (1991).

Особенности поляризованной люминесценции ансамбля локализованных экситонов

Котова Л.В.[1], Абдукадыров А.Г.[2], Кочерешко В.П.[1], Ивченко Е.Л.[1]

[1] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия*
[2] *Ферганский государственный технический университет, 150107, Фергана*

Рассмотрена модель поляризованной люминесценции экситонов в магнитном поле при учете их прыжковой релаксации по хвосту локализованных состояний.

Было обнаружено:

1) В случае быстрой спиновой релаксации по сравнению с временем прыжка и временем жизни экситона, величина расщепления максимумов полос люминесценции ансамбля локализованных экситонов в магнитном поле в двух круговых поляризациях на несколько порядков превышает величину зеемановского расщепления каждого отдельного экситона в ансамбле.

2) Низкоэнергетическая компонента полосы поляризованной люминесценции в магнитном поле имеет меньшую интенсивность, чем высокоэнергетическая. Это, на первый взгляд, противоречит больцмановскому распределению экситонов по зеемановским подуровням и выглядит как инверсная заселенность состояний.

3) Эффект, описанный в пункте (2), имеют место в том случае, если эффективный экситонный g-фактор зависит от энергии и меньше нуля в максимуме плотности локализованных состояний. Если экситонный g-фактор больше нуля в максимуме плотности локализованных состояний, то соотношение интенсивностей полос принимает «нормальный» вид.

Рассмотрен случай внутри центровой спиновой и энергетической релаксации и случай прыжковой релаксации по ансамблю. Показано, что учет релаксации ослабляет наблюдаемые эффекты. Результаты этой работы не ограничиваются только неоднородным ансамблем квантовых точек. Линии излучения экситонов и примесных центров в кристаллах всегда уширены неоднородно. Вопрос лишь в соотношении однородной и неоднородной ширин линий излучения и соотношения времен релаксации.

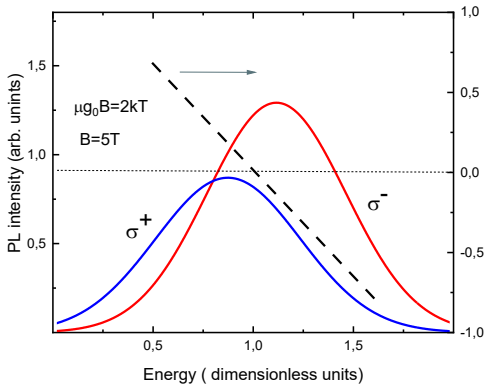


Рис. 1. Модельный расчет Спектра экситонной люминесценции в двух круговых поляризациях и (сплошные кривые). Зависимость экситонного g-фактора от энергии локализации (пунктир).

Обнаружено, что при учете конечного времени прыжка может наблюдаться аномальное поведение земаноаского расщепления описанное в (1) даже при постоянном g-факторе экситона.

Полученные в данном исследовании результаты имеют огромное значение не только для лучшего понимания физических процессов в полупроводниках и наноструктурах, но и для практического использования эффектов МЦПЛ в других явлениях (ОДПМР, ОДЯМР и др.).

Работа ЛВК поддержана грантом Российского научного фонда (№ 25-22-20074) и грантом Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с договором № 25-22-20074 от 5 июня 2025 г.

Влияние поперечного магнитного поля на продольный *g*-фактор экситона в квантовой яме/точке

Кочерешко В.П., Котова Л.В.

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт Петербург, Россия

В структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками в магнитном поле, приложенном в геометрии Фарадея $\mathbf{B}\,\mathrm{P}\,\mathbf{K}\,\mathrm{P}[001]$ ($\mathbf{K}$ - волновой вектор) у основного состояния экситона появляется орбитальный магнитный момент дополнительно к спиновому. Это происходит благодаря смешиванию основного 1*s* состояния тяжелого экситона и всех n*p* состояний легкого экситона. Этот дополнительный магнитный момент пропорционален энергии квантования экситона E. Величина добавки к g-фактору может значительно превышать величину g-фактора экситона при малой энергии его квантования в широких ямах.

Добавление поперечного магнитного поля приводит к смешиванию состояний легких и тяжелых дырок. При этом увеличивается подмешивание *p* состояний легких экситонов к основному состоянию тяжелых и тем самым увеличивается добавка к продольному g-фактору экситона. Это влияние может быть значительным и даже приводить к смене знака продольного g-фактора. Эффект поперечного магнитного поля максимален для компоненты поля $B_\perp\,\mathrm{P}[100]$ или $[010]$. При $B_\perp\,\mathrm{P}[110]$ или $[1\,\bar{1}0]$, влияние поперечного магнитного поля исчезает.

Действие поперечного поля наиболее ярко проявляется в спектрах ФЛ узкозонных квантовых ям и точек и слабее для широкозонных. На рисунке представлен расчет g-фактора экситона в КТ (InAlAs)/AlAs. Для этих КТ изменение продольного g-фактора экситона в поперечном магнитном поле оказывается значительным.

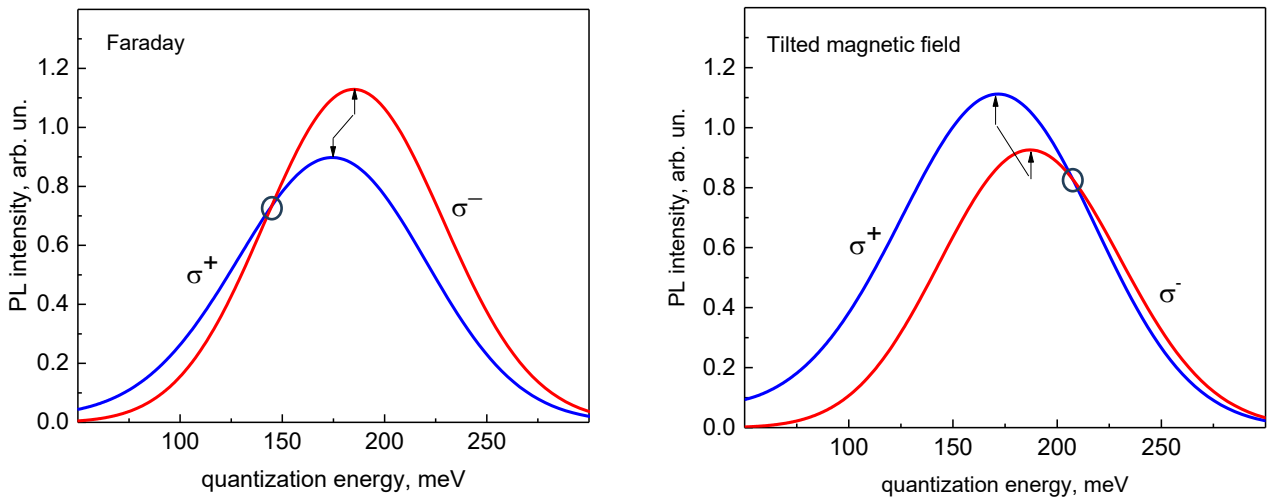


Рисунок. *Расчетная зависимость g-фактора экситона от его энергии квантования с параметрами КТ (InAlAs)/AlAs, a) магнитное поле приложено в геометрии Фарадея; b) наклонное магнитное поле приложено под углом 45°. Полная напряженность поля одинакова в обоих геометриях* $B = \sqrt{B_z^2 + B_x^2} = 3\,Тл$. *Кружок соответствует энергии на которой* $g(E) = 0$ *на обоих рисунках.*

Представленный расчет хорошо согласуется с экспериментальными данными для точек (InAlAs)/AlAs с непрямой запрещенной зоной.

Поляризация люминесценции экситона в одиночной квантовой точке при нерезонансном возбуждении через фононы

Барышников К.А., **Крайнов И.В.**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Одной из наиболее перспективных систем для генерации однофотонного излучения является искусственный атом - квантовая точка (КТ) с экситонны/трионным состоянием, помещенная в оптический микрорезонатор для фокусировки излучения и усиления неразличимости фотонов. Стандартным методом возбуждения является резонансное импульсное возбуждение, когда энергия лазерного импульса совпадает с энергией перехода в КТ, при этом для выделения однофотонного излучения используется кросс поляризационная схема накачки/детектирования, что приводит в лучшем случае к потере половины полезного сигнала. Для решения этой проблемы можно использовать механизм нерезонансного возбуждения через фононы [1], что позволяет отделить излученные фотоны от возбуждающего лазерного луча по частоте. При этом поляризационные степени свободы люминесценции квантовой точки не затрагиваются, что полезно в контексте квантовых технологий. Взаимодействие с фононами приводит к сложному виду уравнения для матрицы плотности экситона, даже когда учитывается только одно возбужденное состояние |X> экситона. Обзор распространенных моделей взаимодействия с фононами представлен в работе [2]. Однако, до сих пор подробно не исследовался вопрос о нерезонансном возбуждении экситона через фононы с учетом вырождения возбужденного состояния. Второе возбужденное состояние |Y> как правило отщеплено от первого возбужденного состояния |X> на величину обменного взаимодействия, которое может принимать значения от 5 до 20 мкэВ для квантовых точек InGaAs в GaAs выращенных под оптическую длину волны ~ 920 нм. Это расщепление хорошо детектируется при резонансном возбуждении в кросс-поляризованной схеме, когда поляризация возбуждающего лазерного импульса лежит под 45 градусов по отношению к кристаллическим осям X и Y [3]. Недавно сильная поляризационная зависимость люминесценции экситона при импульсном возбуждении через акустические фононы была обнаружена экспериментально [4], однако, насколько нам известно, теоретического описания данного явления нет.

В этой работе мы предлагаем теоретическую модель для расчета поляризации излучения квантовой точки при нерезонансном возбуждении, когда частота возбуждающего лазера отстроена от частоты экситонного перехода примерно на 1 мэВ, что отвечает наиболее интенсивному возбуждению через фононы для InGaAs КТ. Рассматривается режим непрерывного возбуждения, а взаимодействие с фононами ограничивается моделью слабой связи, которая, как нами показано, вместе с фотонным диссипатором способна давать разумный спектр поглощения с узким пиком на резонансной частоте и широкими боковыми крыльями порядка 1 мэВ при различных параметрах возбуждения. В этом случае теория предсказывает сильную поляризационную зависимость люминесценции от угла отклонения поляризации возбуждающего лазерного луча от осей экситонных состояний X и Y, при этом противоположная поляризация излучения достигает десятков процентов уже при малых углах отклонения. Также предсказывается конверсия в циркулярно-поляризованное излучение. Обсуждается температурная зависимость поляризации люминесценции и ее зависимость от мощности накачки для реалистичных оценок параметров квантовых точек.

*[1] C. Gustin and S. Hughes, Advanced Quantum Technologies, **3**, 1900073 (2020).*
*[2] A. Nazir and D.P. McCutcheon, J. Phys.: Cond. Matter, **28**, 103002 (2016).*
[3] H. Ollivier et al., ACS Photonics 7,1050 (2020).
*[4] S.E. Thomas et al., Phys. Rev. Lett., **126**, 233601 (2021).*

Динамика экситонной рекомбинации в перовскитных нанокристаллах $CsPbI_3$ в матрице фторфосфатного стекла: переход от сильного к слабому размерному квантованию

Кулебякина Е.В.[1], Скориков М.Л.[1], Белых В.В.[2], Жуков Е.А.[1,2], Яковлев Д.Р.[1,2], Батаев М.Н.[3], Кузнецова М.С.[3], Колобкова Е.В.[4,5]

[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский просп., 53*
[2]*Технический университет Дортмунда, 44227 Дортмунд, Германия*
[3]*СПбГУ, 198504, С.-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, д.1*
[4]*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А*
[5]*СПбГТИ(ТУ), 190013, С.-Петербург, Московский пр., д.24-26/49, лит. А*

Исследована энергетическая структура экситонов и динамика рекомбинации в сравнительно крупных (примерно 12–20 нм) перовскитных нанокристаллах (НК) $CsPbI_3$ в матрице фторфосфатного стекла в диапазоне температур от гелиевой до комнатной. Для этого измерялись спектры и кинетика фотолюминесценции (ФЛ) при резонансной накачке в основное и первое оптически активное возбуждённое состояние экситона в НК и при нерезонансной накачке.

Анализ спектров возбуждения ФЛ неоднородного ансамбля НК показывает, что их поведение можно описать лишь при учёте кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в НК. При этом, для НК достаточно больших размеров условия сильного размерного квантования не выполняются и спектры описываются в терминах квантования движения центра масс экситона как целого ("слабое квантование"). Подгонка спектров возбуждения позволяет оценить ширину запрещённой зоны и экситонную энергию Ридберга в $CsPbI_3$ ($E_g \approx$ 1.7 эВ и $E_{Ry} \approx$ 15 мэВ, соответственно).

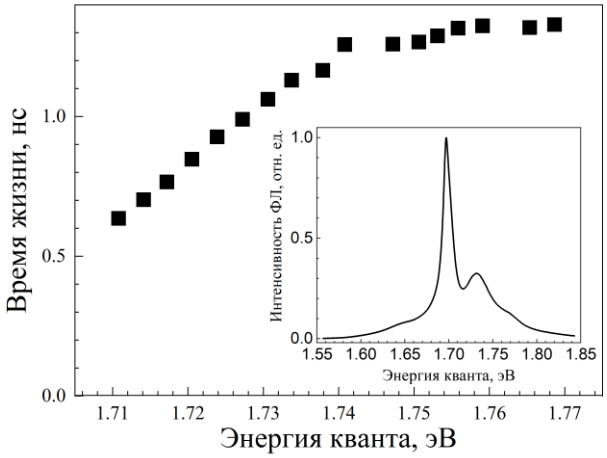


Рис. 1. Время затухания ФЛ нанокристаллов $CsPbI_3$ при резонансной накачке как функция энергии кванта накачки. На вставке показан нормированный спектр ФЛ при нерезонансной накачке.

При накачке в основное экситонное состояние НК в спектре ФЛ наблюдается как строго резонансная (бесфононная) линия, так и набор фононных реплик. Установлено, что время затухания резонансной ФЛ остаётся примерно постоянным (около 1.25 нс) в области энергий выше 1.742 эВ и плавно сокращается примерно вдвое при уменьшении энергии до 1.71 эВ (наименьшая энергия при которой наблюдается резонансная ФЛ).

Аналогичная картина проявляется и в измерениях при нерезонансной накачке: в пределах наблюдаемого в этом случае широкого контура ФЛ, время жизни оказывается между 1.2 и 1.4 нс в области энергий выше 1.745 эВ и падает при уменьшении энергии кванта, до уровня 0.5 нс при 1.7 эВ. Мы связываем такое поведение с переходом от режима сильного квантования (раздельного квантования электронов и дырок) при больших энергиях (малых размерах НК) к слабому квантованию при меньших энергиях (больших размерах НК). Во втором режиме сила осциллятора перехода в нижайшее экситонное состояние в НК растёт пропорционально объёму НК (эффект "гигантской силы осциллятора"), соответственно возрастает и скорость излучательной рекомбинации.

Влияние промежуточных состояний на спиновую динамику экситона в непрямозонных в k-пространстве квантовых точках (In,Al)As/AlAs

Некрасов С.В.[1], Калитухо И.В.[1], Рагоза М.Д.[1], Михайленко Н.О.[1], Кузнецова Я.А.[1], Головатенко А.А.[1], Шамирзаев Т.С.[2] и Кусраев Ю.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13*

Спин носителя, помещенного в полупроводниковую квантовую точку (КТ), можно использовать для записи квантового бита информации. При этом в КТ времени жизни фотоэкситона порядка 1 нс оказывается недостаточным для прикладного использования спина. В данной связи перспективными являются непрямые в k-пространстве КТ, время жизни экситона в которых может достигать миллисекунд [1].

В работе исследовались незаряженные непрямозонные в k-пространстве КТ (In,Al)As/AlAs. Фотовозбуждение экситона в таких КТ происходит преимущественно в Г-долине зоны Бриллюэна [2], после чего в результате термализации электрон оказывается в X-долине за время много меньшее времени жизни экситона [3].

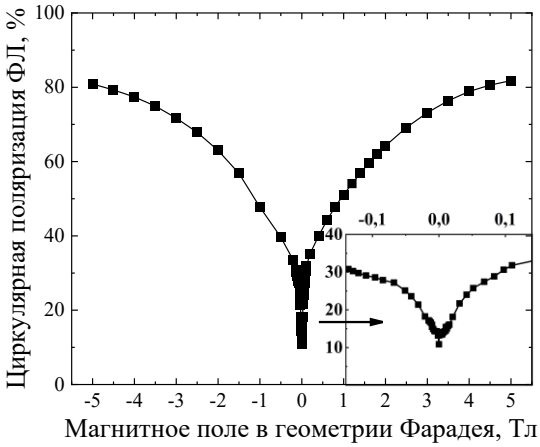


Рис. 1. Оптическая ориентация от магнитного поля. На вставке показана узкая часть зависимости в крупном масштабе поля.

Известно, что спиновая динамика экситона в прямозонных КТ определяется обменным взаимодействием электрона и дырки, в частности оптическая ориентация теряется за время порядка десятков пикосекунд при типичном значении анизотропного обменного расщепления в несколько сот микроэлектронвольт. Спиновая динамика экситона в непрямозонных КТ может определяться как обменным [4], так и сверхтонким взаимодействием (то есть случайными ядерными полями) [5].

Исследованы эффекты оптической ориентации, выстраивания, а также конверсии в магнитном поле до 5 Тл в геометрии Фойгта и Фарадея. Показано, что особенности возбуждения в непрямозонных КТ (In,Al)As/AlAs приводят к тому, что спиновая ориентация и когерентность частично теряются в промежуточном Г-состоянии экситона. На рисунке показано восстановление оптической ориентации, имеющее двухконтурный вид. Узкий контур соответствует подавлению спиновой релаксации экситона в X-долине, в то время как широкий контур - подавлению спиновой релаксации в Г-долине. Величины анизотропного расщепления экситонных состояний оценены в 1.1 мкэВ для X-долины и 240 мкэВ для Г-долины.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 22-12-00125-П.

[1] T.S. Shamirzaev et al., Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz., 77, 459 (2003).
*[2] J. Rautert et al., Phys. Rev. B, **99**, 195411 (2019).*
*[3] T.S. Shamirzaev et al., Nanotechnology, **21**, 155703-7 (2010).*
*[4] S.V. Nekrasov et al., Phys. Rev. B, **110**, 115435 (2024).*
*[5] D.S. Smirnov and E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B, **108**, 195432 (2023).*

Автолокализованные дырки в нанокристаллах β-Ga_2O_3

Ревин А.А, Конаков А.А.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23

К настоящему времени наблюдается устойчивый рост количества публикаций, посвященных разработке и изучению способов получения материалов на основе оксида галлия (выращивание монокристаллов, эпитаксия и нанесение тонких пленок), модификации его свойств и потенциальным применениям в приборных структурах [1]. Одним из актуальных направлений развития технологии материалов на основе оксида галлия является создание наноструктур.

Известно, что в объемном материале затруднено создание p-типа проводимости, и одно из главных препятствий к этому – автолокализация дырок (STH) [2]. Это состояние является комбинацией локализованной на кислороде p-орбитали и некоторого искажения решетки. Ясно, что это состояние должно как-то модифицироваться в нанокристалле.

В настоящей работе мы предлагаем фенологическую модель описания STH в приближении огибающей. Псевдпотенциал автолокализации подбирается таким образом, чтобы уровень STH в объемном состоянии соответствовал экспериментам и первопринципным расчетам. Уравнение для электрона и дырки в общем случае связаны и имеют вид:

$$\left[-\frac{\eta^2}{2m_e^*}\Delta + V_e(\mathbf{r}) + e\phi_e\right]\psi_e = E_e\psi_e,$$
$$\left[-\frac{\eta^2}{2m_h^*}\Delta + V_h(\mathbf{r}) + e\phi_h\right]\psi_h = E_e\psi_h,$$

где потенциал V_h включает в себя потенциал автолокализации и потенциал нанокристалла, V_c – содержит только потенциал нанокристалла. Так как состояние STH локализовано в пределах одной элементарной ячейки, энергетический уровень дырки должен очень сильно зависеть от положения центра локализации в нанокристалле. Для иллюстрации этой зависимости поправка к энергетическому уровню STH, рассчитанная по теории возмущений, приведена на рис. 1. По той же причине малых пространственных размеров STH связь электрона и дырки, описываемая потенциалами ϕ_e и ϕ_h, в настоящей работе учитывается как возмущение.

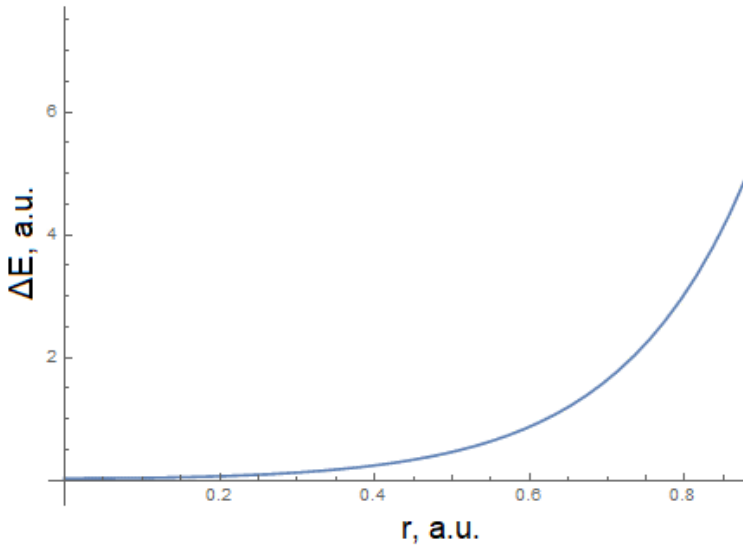


Рис. 1. Поправка к уровню энергии STH как функция расстояния от центра нанокристалла. Единицы на осях относительные.

Работа поддержана грантом РНФ № 25-79-10239.

*[1] C.Wang et al Journal of Physics D: Applied Physics., **54**, 243001 (2021).*

*[2] J. B. Varley et al, Phys. Rev. B, **85**, 081109(R) (2012).*

Влияние сферической гетерограницы и поверхности на оптические свойства нанокристаллов InP/ZnSe и InP

Русских К.И.[1], Головатенко А.А.[1], Родина А.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26.*

Оптические свойства сферических нанокристаллов (НК) на основе InP существенно модифицируются при наращивании полупроводниковой оболочки из ZnSe. При этом не установлено, является ли увеличение квантового выхода в НК InP/ZnSe следствием только пассивации поверхностных ловушек, или обусловлено дополнительно перестройкой энергетического спектра.

В недавней работе [1] теоретически рассчитаны спектры однофотонных и двухфотонных оптических переходов для НК InP/ZnSe и, на основании их сравнения с экспериментальными спектрами из работы [2], определен потенциальный барьер U_B для дырки на гетероинтерфейсе. Энергетический спектр дырок рассмотрен в рамках модели шестизонного гамильтониана Латтинжера, учитывающего смешивание подзон Γ_8 (тяжёлых и лёгких дырок) и Γ_7 (спин-орбитально отщепленных дырок). Нижние состояния дырок - четное $1S_{3/2}$ и нечетное $1P_{3/2}$ - характеризуются полным моментом j=3/2 (***j*=*J*+*l*=*I*+*s*+*l***), где ***I*** (I=1) - внутренний угловой момент, ***s*** (s=1/2) - спин дырки, и ***l*** – орбитальный момент. В расчёте с заданными U_B и радиусом a ядра InP основным состоянием в НК с тонкой оболочкой ZnSe ($d<a$) становится $1P_{3/2}$ [2], что запрещает основной экситонный переход. Такой же порядок уровней возникает в НК InP без оболочки в расчете с применением граничных условий бесконечного барьера на поверхности, что противоречит экспериментальным данным [3] и расчёту методом псевдопотенциала [4].

В работе представлены обобщённые граничные условия (ОГУ) для дырок, характеризующиеся одним поверхностным параметром A_n, который имеет размерность длины и гарантирует равенство нулю нормальной компоненты потока плотности вероятности J_n на поверхности. При этом J_n определена с точностью до роторного члена, который характеризуется параметром f_{SO} и описывает индуцированное сферической границей спин-орбитальное взаимодействие. Применение ОГУ на внешней границе НК InP/ZnSe и InP без оболочки с ненулевым A_n позволяет сделать $1S_{3/2}$ уровень дырки основным (рис. 1) для всех d. Параметр f_{SO} отвечает за появление интерфейсных состояний в НК InP/ZnSe.

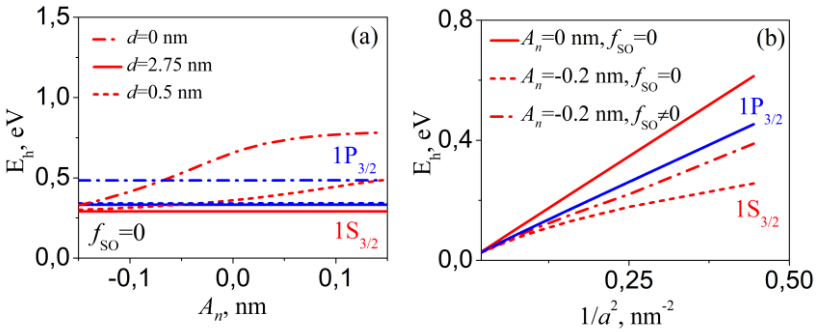


Рис. 1. Зависимость энергетических уровней дырки $1S_{3/2}$ и $1P_{3/2}$ (a) от параметра A_n для нанокристалла InP/ZnSe с радиусом ядра a=1.45 нм и толщиной оболочки d; (b) от радиуса нанокристалла InP без оболочки a при различных значениях f_{SO} и A_n.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда №23–12–00300-П.

[1] K.I. Russkikh, A.A. Golovatenko, A.V. Rodina, ArXiv:2603.13074 (2026)
*[2] D.Respekta et al., ACS Nano, **19**, 19831 (2025).*
*[3] D. Bertram et al., Phys. Rev. B, **57**, R4265-R4268 (1998).*
*[4] H. Fu and A. Zunger, Phys. Rev. B, **57**, R15064-R15067 (1998).*

Теория генерации максимально запутанных фотонов полупроводниковыми системами с квантовыми точками

Смирнов Д.С.[1], Леппенен Н.В.[2], Манцевич В.Н.[3], Ивченко Е.Л.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*Институт Вейцмана, 7610001, Реховот, Израиль, ул. Герцль, 234*
[3]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*

Полупроводниковые квантовые точки позволяют генерировать одиночные и поляризационно запутанные (entangled) фотоны наиболее быстрым детерминистическим способом. Это может быть использовано для протоколов квантового распределения ключей, квантовой телепортации и разрушающих квантовых вычислений.

Наиболее прямым методом генерации запутанных пар фотонов является каскадная рекомбинация биэкситона. При этом спутанность (concurrence) фотонов в наиболее совершенных структурах ограничивается сверхтонким взаимодействием промежуточного экситонного состояния со спинами ядер кристаллической решётки [1]. Мы теоретически показали, что влияние ядер может быть подавлено на несколько порядков [2]. Для этого мы рассмотрели сферический нанокристалл из кубического полупроводника, в котором оптически активное состояние экситона трёхкратно вырождено по проекции углового момента. Аналитический расчёт спутанности в приближении статических ядерных спиновых флуктуаций показал, что она в этом случае принципиально выше, чем в обычных самоорганизованных квантовых точках с двукратным вырождением промежуточного экситонного состояния. Спутанность оказывается сильно чувствительна к небольшим деформациям нанокристалла из-за смешивания тёмных и светлых состояний экситонов. Мы показали, что благодаря конкуренции обменного взаимодействия между электроном и дыркой с расщеплением между уровнями тяжёлых и лёгких дырок определённая величина деформации приводит к полному подавлению влияния сверхтонкого взаимодействия электрона и ядер на спутанность фотонов.

Запутывание поляризаций более чем двух фотонов может создаваться при многократном возбуждении заряженной квантовой точки в микрорезонаторе во внешнем магнитном поле за счёт последовательного запутывания поляризации испускаемого фотона со спином резидентного электрона. Этот процесс требует поляризационного вырождения фотонных мод микрорезонатора, которое, как правило, отсутствует в реальных структурах. Мы выполнили расчёт точности (fidelity) генерируемых фотонных состояний в зависимости от степени оптической анизотропии микрорезонатора и энергии трионного резонанса квантовой точки. Несмотря на то, что в общем случае эффективность возбуждения точки и спутанность излучаемых фотонов малы, подстройка частоты трионного резонанса точно посередине между фотонными модами микрорезонатора позволяет реализовать полное возбуждение квантовой точки импульсами определённой длительности. В тех же условиях спутанность поляризации испускаемого фотона и спина резидентного электрона может достигать единицы, причём собственным является базис ортогональных эллиптических поляризаций. Это позволяет генерировать максимально многочастично запутанные состояния фотонов даже в оптически анизотропных структурах.

Работа поддержана грантом РНФ № 25-72-10031.

*[1] C. Schimpf, et. al., Phys. Rev. B **108**, L081405 (2023).*
[2] V. N. Mantsevich, D. S. Smirnov, and E. L. Ivchenko, arXiv:2511.05065 (2025).
[3] N. Leppenen and D. S. Smirnov, Adv. Quantum Technol. 7, 2400193 (2024).

Поляризованная экситонная фотолюминесценция ансамбля полупроводниковых коллоидных наноплателетов

Смирнова О.О., Родина А.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Коллоидные полупроводниковые нанокристаллы являются ярким примером объектов, свойства которых определяются сильным размерным квантованием носителей заряда. Практической особенностью нанокристаллов является простота их синтеза с широкими возможностями управления их свойствами. Все это делает нанокристаллы и, в частности, наноплателеты (квази-двумерные нанопластинки) интересными и перспективными объектами для исследования как с фундаментальной, так и с практической точки зрения для поиска новых возможных применений.

Работа посвящена теоретическому описанию линейного оптического отклика ансамбля коллоидных наноплателетов на резонансное экситонное возбуждение линейно или циркулярно поляризованным светом. Она обобщает полученные нами ранее результаты для описания наблюдаемых в ансамбле наноплателетов ядро/оболочка CdSe/CdS эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов в стационарном режиме при постоянном возбуждении [1] и их зависимости от времени при импульсном возбуждении в магнитном поле в геометрии Фарадея [2].

Симметрия одиночных наноплателетов соответствует группе C_{2v}, что, наряду с эффектами оптического выстраивания и оптической ориентации, приводит к появлению взаимной конверсии линейной и циркулярной поляризации. Также появляется термодинамически равновесная линейная и циркулярная поляризация излучения, не зависящая от поляризации возбуждающего света. Симметрия ансамбля нанокристаллов, изотропно ориентированных в плоскости подложки, соответствует группе $C_{\infty v}$. В таком ансамбле конверсии поляризации, как и равновесная линейная поляризация, обнуляются и не наблюдаются в эксперименте [1,2]. Микроскопически рассмотрены условия линейности оптического отклика, заключающиеся в независимости интенсивности фотолюминесценции от поляризации возбуждающего света.

Особенностью коллоидных нанокристаллов является излучательная рекомбинация темного экситона, запрещенного по спину в дипольном приближении. В связи с этим исследуемые эффекты содержат вклады как от светлого, так и от темного экситона. Получены общие выражения для поляризованной фотолюминесценции ансамбля коллоидных наноплателетов при низкой температуре в магнитном поле в геометрии Фарадея. Описаны зависимости эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов, а также магнито-индуцированной циркулярной поляризации от времени и от магнитного поля в геометрии Фарадея.

В качестве механизма, активирующего излучательную рекомбинацию темного экситона, а также передачу возбуждения между светлым и темным экситоном, рассматривается взаимодействие электрона в экситоне с «замороженным» обменным полем в плоскости наноплателета. Источником такого поля могут быть парамагнитные центры на поверхности наноплателета, а также магнитные ядра матрицы. Оптическое выстраивание темного экситона в рассматриваемой модели возможно при условии сохранения направления флуктуирующего обменного поля на времени жизни темного экситона. Анизотропия поля в ансамбле приводит к появлению дополнительных вкладов в поляризованную фотолюминесценцию темного экситона, однако при этом конверсия поляризации в изотропно ориентированном ансамбле не появляется, симметрия системы не понижается.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23–12–00300-П.

*[1] O.O. Smirnova et al., Nanomaterials, **13**, 2402 (2023).*

*[2] O.O. Smirnova et al., Optical Materials, **159**, 116469 (2025).*

Секция 5

Спин-зависимые явления, спинтроника, наномагнетизм, спиновый шум, квантовые технологии.

Псевдоспиновый ферромагнетизм в AlAs: исследование квантовых фазовых переходов методом ЭПР

Андреева С. А.[1,2], Щепетильников А. В.[2], Орлов О. В.[2], Николаев Г. А.[2], Хисамеева А. Р.[2], Кукушкин И. В.[2]

[1]*НИУ ВШЭ, 101000 Москва, Россия*
[2]*ИФТТ РАН им. Осипьяна, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Псевдоспин возникает в многокомпонентных системах как дополнительная степень свободы, маркирующая эквивалентные долины в полупроводнике, несколько заполненных зон размерного квантования, слои ван-дер-Ваальсовых гетероструктур, разделенные туннельным барьером. Одной из привлекательных материальных платформ для исследования сильно-коррелированных систем с псевдоспиновой степенью свободы оказывается широкая квантовая яма AlAs. Помимо нетривиальной долинной структуры с двумя эквивалентными плоскостными долинами, эффективная масса в такой системе достаточно велика, так, что кулоновская энергия на порядок превосходит кинетическую, и в системе начинают наблюдаться сложные многочастичные эффекты, такие как Стонеровский ферромагнетизм номинально парамагнитных факторов заполнения, Вигнеровская кристаллизация и квантовые фазовые переходы.

Мы впервые предлагаем использовать электронный спиновый резонанс для исследования псевдоспиновой степени свободы. Благодаря анизотропии тензора g-фактора электрона в AlAs, при определенной ориентации плоскостной компоненты магнитного поля оказывается возможным наблюдать ЭПР от каждой из долин независимо. Анализ амплитуд наблюдаемых резонансов позволил нам измерить как спиновую, так и псевдоспиновую поляризацию системы. В сочетании с транспортными измерениями, наша методика позволяет получить макро- и микроскопическое описание квантового фазового перехода.

Основываясь на данной методике, мы обнаружили и установили спиновую или псевдоспиновую природу ферромагнитных фазовых переходов вблизи целочисленных факторов заполнения, возникающих как за счет встроенного расщепления долин в наклонном магнитном поле [1], так и в условиях приложенного механического напряжения [2]. Используя пьезоактуатор, мы контролируемо изменяем междолинное расщепление и можем переводить систему через последовательность фазовых переходов. Важно, что в условиях приложенного напряжения такие переходы не демонстрируют особенности в сопротивлении, что подчеркивает ограниченные возможности транспортной методики. Анализ температурной зависимости как долинной поляризации, так и пика в сопротивлении позволил установить критическую температуру Кюри для фазового перехода Tc = 0.9 K [3], выше которой псевдоспиновое упорядочение отсутствует.

[1] A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, S. A. Andreeva, G. A. Nikolaev, Ya. V. Fedotova, C. Reichl, W. Wegscheider, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. Lett. ***133****, 096301 (2024).*

[2] S. A. Andreeva, A. V. Shchepetilnikov, G. A. Nikolaev, A. R. Khisameeva, Ya. V. Fedotova, C.Reichl, W. Wegscheider, and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B ***111****, 235413 (2025).*

[3] S. A. Andreeva, O. V. Orlov, A. V. Shchepetilnikov, G. A. Nikolaev, Ya. V. Fedotova, A. R. Khisameeva,

Корреляционные свойства двух кубитов, соединённых спиновой цепочкой

Борисов П.С.[1,2]

[1]*АО «НИИМЭ», 124460, г. Москва, г. Зеленоград, ул. Академика Валиева, 6/1*
[2]*МФТИ, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*

Спиновая степень свободы электрона или ядра представляет собой естественный логический кубит [1]. Примером атомоподобных кубитов служат NV-центры в алмазах [2].

Управление запутыванием пространственно разделённых кубитов является ключевой задачей квантовой обработки информации [3]. Данная работа посвящена изучению двух удалённых спиновых кубитов, связанных с помощью цепочки *N* спинов через магнонный обмен (рис. 1).

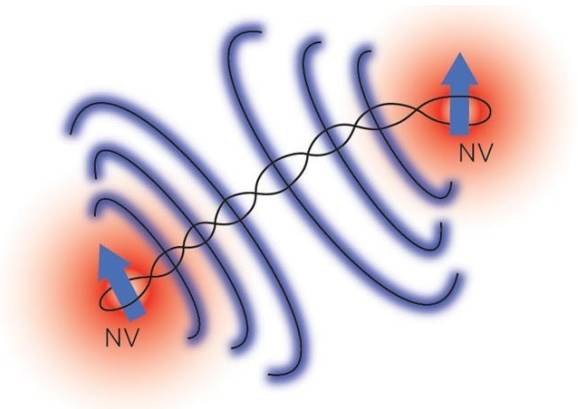


Рис. 1. Два NV-центра, взаимодействующие посредством обмена магнонами.

Гамильтониан системы в простейшем случае наличия зеемановского взаимодействия с внешним магнитным полем $\vec{\mathcal{H}}$ учитывает обменное взаимодействие между спинами в цепочке с интегралом I и взаимодействие кубитов с крайними спинами с интегралом J, а также одноосную анизотропию для кубитов с константой D:

$$\hat{H} = -g_e\mu_B \sum_{i=1}^{N} \hat{\vec{s}}_i \cdot \vec{\mathcal{H}} - g_e\mu_B \left(\hat{\vec{S}}_1 + \hat{\vec{S}}_2\right) \cdot \vec{\mathcal{H}} - I \sum_{i=1}^{N-1} \hat{\vec{s}}_i \cdot \hat{\vec{s}}_{i+1} - J\left(\hat{\vec{S}}_1 \cdot \hat{\vec{s}}_1 + \hat{\vec{S}}_2 \cdot \hat{\vec{s}}_N\right) + D\left(\hat{S}_{1z}^2 + \hat{S}_{2z}^2\right).$$

Динамика спиновой системы задаётся решением нестационарного уравнения Шрёдингера. Общий вектор состояния $|\Psi\rangle$ ищется в виде тензорного произведения:

$$|\Psi\rangle = |\psi_1\rangle \otimes |\phi\rangle \otimes |\psi_2\rangle,$$

где $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ – векторы состояний первого и второго кубита соответственно, $|\phi\rangle$ – вектор состояния спиновой цепочки, который, пренебрегая двухмагнонными процессами, можно искать в виде суперпозиции состояний только с одним перевёрнутым спином. В ходе работы выводится и решается система дифференциальных по времени уравнений для коэффициентов в разложении общего вектора состояния по конечному базису. Эти коэффициенты имеют вероятностный смысл обнаружить спиновую систему в каком-либо состоянии. С помощью найденных коэффициентов определяется константа связи между кубитами. Задание начального отклонения кубита от равновесного положения на одном конце цепочки приводит к отклонению кубита на другом конце, возникающему с конечной временной задержкой [4].

Пространственно разделённые кубиты, связанные магнонными модами, оказываются скоррелированными, образуя эффективный канал для обмена информацией. Предложенная квантово-механическая модель описывает поведение запутанных кубитов на микроскопическом уровне – актуальную и малоизученную задачу современной физики, практическая значимость которой определяется возможностью создания квантовых компьютеров и сенсоров.

[1] S. Bosco and M. Rimbach-Russ, Phys. Rev. Appl., ***25****(2), 021002 (2026).*
[2] X. Wang et al., Npj Quantum Inf., ***6****, 78 (2020).*
[3] M. Fukami et al, PRX Quantum, ***2****, 040314 (2021).*
[4] М.Ю. Барабаненков и др., ЖЭТФ, ***157****(4), 655 (2020).*

Эффект увлечения спина фотонами в двумерных структурах

Будкин Г.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Представлены результаты по теоретическому исследованию эффекта увлечения спина электронов фотонами в двумерных структурах, таких как полупроводниковые квантовые ямы и двумерные электронные системы на основе графена и родственных дираковских материалов (силицен и др.). Показано, что воздействие переменного электрического поля излучения при учете волнового вектора света на двумерный электронный газ приводит к генерации постоянного спинового тока.

Эффект увлечения электронов фотонами широко известен и активно изучался в двумерных структурах. В частности, показано, что в графене [1] и квантовых ямах InSb [2] фототок возникает при наклонном падении излучения за счёт передачи импульса фотонов носителям заряда. При этом направление и величина тока определяются волновым вектором света. В то же время исследование спиновых эффектов представляет значительный интерес, однако генерация спиновых токов, как правило, требует понижения симметрии системы, например отсутствия центра инверсии, что ограничивает круг возможных структур [3].

Проведен симметрийный анализ и показано, что учет волнового вектора света позволяет реализовать генерацию спинового тока даже при нормальном падении излучения в центросимметричных двумерных структурах. Получены феноменологические соотношения, связывающие компоненты спинового тока с поляризацией излучения и направлением волнового вектора. Показано, что спиновый фототок меняет знак при инверсии направления распространения света, то есть при облучении структуры с противоположной стороны. По аналогии с зарядовым эффектом данный механизм можно интерпретировать как спиновый эффект увлечения фотонами.

Разработана микроскопическая теория спинового эффекта увлечения в рамках двух взаимодополняющих подходов. В первом используется кинетическое уравнение Больцмана, где электрическое и магнитное поля световой волны входят как внешние «тянущие» силы, а динамика спина описывается уравнением Блоха. Такой квазиклассический (адиабатический) подход применим в области низких частот, при $\hbar\omega \ll E_F$, где E_F — энергия Ферми двумерного электронного газа. Показано, что переменное электрическое поле индуцирует осциллирующий зарядовый ток, тогда как магнитное поле волны вызывает осцилляции средней спиновой плотности на той же частоте. Совместное действие этих процессов приводит к выпрямлению и возникновению постоянного спинового тока. Во втором подходе электрическое и магнитное поля учитываются квантово-механически через непрямые оптические переходы, включающие поглощение фотона с одновременным рассеянием на примесях или фононах. На основе уравнения для матрицы плотности показано, что интерференция электрически-дипольных и магнитно-дипольных переходов приводит к генерации спинового фототока. Данный подход корректен в высокочастотной области, при $\omega\tau \gg 1$, где τ — время релаксации импульса. Установлено, что оба подхода приводят к совпадающим результатам в области их применимости. Получены аналитические зависимости спинового фототока от поляризации и частоты излучения. Проведены численные оценки величины эффекта для различных двумерных систем, включая графен и полупроводниковые квантовые ямы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 25-72-10031).

*[1] M.M. Glazov, S.D. Ganichev, Physics Reports **535**, 101 (2014)*
*[2] S. Stachel, G. V. Budkin et al., Phys. Rev. B **89**, 115435 (2014)*
[3] H. Xu, H. Wang et al., Nature Communications 12, 4330 (2021)

Управление нелинейностью скирмионного осциллятора внешним магнитным полем

Вальков А.В.[1,2], Матвеев А.А.[1,2], Сафин А.Р.[1,2,3], Никитов С.А.[1,2]

[1]*МФТИ, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9*
[2]*ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, 125009, г. Москва, ул. Моховая, д. 11*
[3]*МЭИ, 111250, г. Москва, Красноказарменная ул., д. 14, стр. 1*

Спин-трансферные нано-осцилляторы (СТНО) представляют собой магнитные туннельные переходы, в которых существенно нелинейная динамика намагниченности свободного слоя возбуждается за счет пропускания постоянного тока. Особый научный интерес вызывают те СТНО, в свободном слое которых находятся магнитные скирмионы – вихреподобные конфигурации намагниченности, обладающие ненулевым топологическим зарядом [1, 2]. В данной работе исследуются зависимости частоты колебаний скирмиона в наноцилиндре и коэффициента нелинейности от величины внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости свободного слоя.

Для описания динамики вихреподобных конфигураций намагниченности обычно используется модель Тиля, однако она не может описать деформацию профиля магнитного скирмиона при его приближении к границе структуры, что, как было показано в [3], существенным образом влияет на возбуждаемую динамику. Поэтому, в данной работе мы представляем распределение намагниченности $\boldsymbol{m}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{R})$ в виде взвешенной суммы анзаца скирмиона и частично вытесненной доменной стенки типа Нееля, описывающей распределение намагниченности на границе образца. Таким образом, для описания динамики необходимо анализировать обобщенную модель Тиля

$$\boldsymbol{G}(\boldsymbol{R}) \times \frac{d\boldsymbol{R}}{dt} + a\widehat{D}(\boldsymbol{R})\frac{d\boldsymbol{R}}{dt} + \boldsymbol{F} + \boldsymbol{F}_{STT} = 0,$$

где $\boldsymbol{R} = (Rx, Ry, 0)$ – смещение центра скирмиона относительно центра цилиндрического свободного слоя, $\widehat{D}(\boldsymbol{R})$ – тензор затухания, $\boldsymbol{G}(\boldsymbol{R}) = G(\boldsymbol{R})\boldsymbol{e_z}$ – гировектор, $\boldsymbol{F} = -\boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{R}}E$ – потенциальная сила, $\boldsymbol{F}_{STT}$ – момент, вызванный спин-поляризованным током. Анализ полученного уравнения позволяет получить выражения для частоты и коэффициента нелинейности СТНО со скирмионным состоянием намагниченности свободного слоя, что позволяет продемонстрировать (см. рис. 1) перестройку частоты и коэффициента нелинейности такой структуры во внешнем перпендикулярном магнитном поле.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники

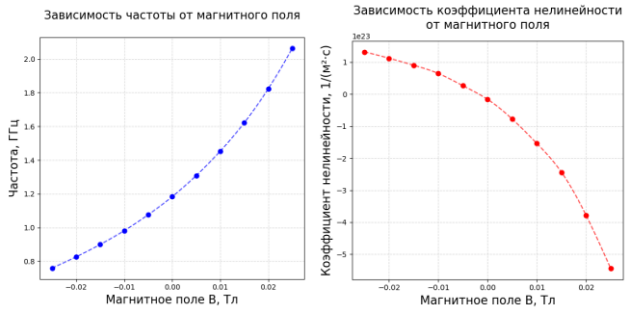


Рис. 1. Зависимость частоты и коэффициента нелинейности от величины внешнего магнитного поля.

им. В. А. Котельникова Российской академии наук.

*[1] S. Zhang et al., New J. Phys., **17**, 023061 (2015).*
*[2] N. E. Penthorn, Phys. Rev. Lett. **122**, 257201 (2019).*
*[3] M.-W. Yoo et al., Phys. Rev. B, **95**, 184423 (2017).*

Исследование оптического охлаждения ядерной спиновой системы по поперечной компоненте спиновой ориентации электронов в эффекте Ханле

Давыдов М.Н.[1], Джиоев Р.И.[1], Кавокин К.В.[2], Намозов Б.Р.[1] и Кусраев Ю.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая ул., д. 26*
[2]*СПбГУ, 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7/9*

Исследовано влияние оптического охлаждения ядерной спиновой системы (ЯСС) на эффект Ханле [1] по поперечной компоненте спиновой ориентации электронов $S_x(B)$ в твердом растворе n-$Al_xGa_{1-x}As$ при температуре решетки T_L=77 K. Традиционно измеряется продольная (по отношению к волновому вектору возбуждающего луча) компонента спиновой ориентации $S_z(B)$. $S_x(B)$ возникает вследствие прецессии спина во внешнем магнитном поле B, направленном вдоль оси OY.

Экспериментально обнаружено, что зависимость $S_x(B)$ состоит из N-образного узкого контура с характерной шириной единицы Гс и широкого контура, связанного с деполяризацией электронного спина во внешнем магнитном поле B, с характерной шириной сотни Гс.

Получено выражение, устанавливающее соответствие между величинами $S_z(B)$ и $S_x(B)$. На рис. 1 красным цветом построена экспериментально полученная кривая $S_x(B)$; синим цветом построена экспериментально измеренная кривая $S_z(B)$; черным цветом построена определенная из $S_x(B)$ зависимость $S_z(B)$. Представленные кривые нормированы на величину среднего спина в момент рекомбинации при B=0 Гс.

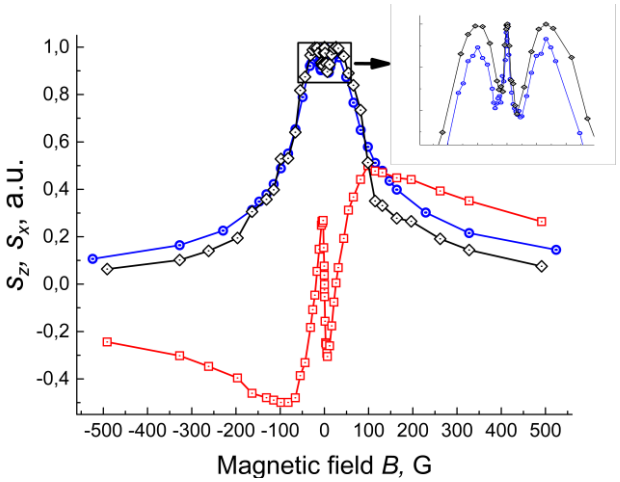


Рис. 1. Проекции спиновой ориентации s_x и s_z в эффекте Ханле при оптическом охлаждении ЯСС.

Из установленного соответствия $S_z(B)$ и $S_x(B)$, особенности узкого N-образного контура $S_x(B)$ в слабых полях B были объяснены влиянием эффективного магнитного поля ядер B_N (поле Оверхаузера [2]), возникающего вследствие поляризации оптически охлажденных ядерных спинов вдоль оси B. Обнаружено, что в области слабых полей B, при одинаковых условиях, размах N-образного узкого контура поперечной компоненты ΔS_x может превышать размах соответствующего W-образного узкого контура продольной компоненты ΔS_z в разы.

Был осуществлен переход к охлаждению ЯСС в области положительных θ и компенсация поля Найта B_e [3] при приложении коллинеарного S_z магнитного поля, о чём свидетельствует вид N-образных контуров соответствующих экспериментальных кривых $S_x(B)$.

Из кривой $S_x(B)$ получена оценка B_N. Она была использована для оценки спиновой температуры θ ЯСС. Абсолютная величина оценки достигнутой θ порядка 100 μK, что на шесть порядков ниже T_L. Показано, что в области слабых полей B величина B_N может существенно превышать B. Установлено, что зависимость $S_x(B)$, в отличие от $S_z(B)$, позволяет определить знак θ ЯСС (и знак эффективного g-фактора электрона) по направлению B_N.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FFUG-2024-0046.

*[1] D. Paget et al., Phys. Rev. B., **15**, 5780 (1977).*
*[2] A.W.Overhauser, Phys. Rev., **92**, 411 (1953).*
*[3] W.D.Knight, Phys. Rev., **76**, 1259 (1949).*

Оптическая ориентация и оптическое выстраивание экситонов в ансамбле случайно ориентированных перовскитных нанокристаллов

Жиляков В.Л.[1], Югова И.А.[1], Головатенко А.А.[2], Яковлев Д.Р.[2,3], Колобкова Е.В.[4,5]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Experimental Physics 2, TU Dortmund University Dortmund, Germany*
[4]*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*
[5]*СПбГТИ (ТУ), Санкт-Петербург, Россия*

В последние годы перовскитные материалы привлекают значительное внимание благодаря их уникальным оптическим и электронным свойствам, что делает их перспективными для применения в фотовольтаике, светодиодах и спинтронных устройствах. Особый интерес представляют перовскитные нанокристаллы, которые синтезируют в стеклянной матрице для повышения стабильности. При этом в таких системах существует разброс материальных параметров нанокристаллов, который сильно влияет на их оптические свойства [1].

В работе [2] была предложена теория для описания оптической ориентации и выстраивания экситонов в магнитном поле для перовскитных нанокристаллов. Авторы рассматривали влияние магнитного поля в геометрии Фарадея с пространственной ориентацией в плоскости, но без учета оптически неактивного и z-поляризованного состояний экситонов. Рассмотрение спиновых свойств носителей и экситонов в случайно ориентированных нанокристаллах было предложено в работах [3-4] для коллоидных наноплателетов CdSe. Было рассмотрено влияние случайной ориентации нанокристаллов на долгоживущую динамику электронов [3] и на спиновую динамику экситонов в геометрии Фарадея [4].

В нашей работе мы представляем теорию, учитывающую влияние ориентационного беспорядка на оптическую ориентацию и выстраивание спинов экситонов в перовскитных нанокристаллах. Наша модель учитывает z-поляризованное состояние экситонного триплета и оптически неактивное синглетное состояние, которое смешивается с триплетом в геометрии Фойгта. Получены зависимости степени поляризации фотолюминесценции ансамбля случайно ориентированных нанокристаллов от внешнего магнитного поля в геометриях Фарадея и Фойгта. Обнаружена немонотонность этих зависимостей для геометрии Фойгта. Показано, что анализ зависимостей степени поляризации люминесценции от величины и направления внешнего магнитного поля позволяет получить количественные оценки расщеплений в триплете для геометрии Фарадея, и оценить расщепления между синглетным и триплетным состояниями для геометрии Фойгта.

Результаты теоретических расчетов сопоставлены с экспериментальными данными по поляризованной фотолюминесценции нанокристаллов CsPbI3 в стеклянной матрице, продемонстрировано хорошее согласие. Обнаружено, что с уменьшением энергии оптического перехода, обменные расщепления уменьшаются. Данное поведение может быть интерпретировано следующим образом: уменьшение энергии экситонного перехода коррелирует с увеличением размера кристалла, что приводит к снижению обменного взаимодействия и, как следствие, к уменьшению расщеплений.

[1] E. Kirstein, et al., Nature Communications, 14, 699 (2023).
[2] M. O. Nestoklon, et al., Phys. Rev. B, 97, 235304 (2018).
[3] A. A. Golovatenko, A. V. Rodina, Phys. Rev. B, 111(20) (2025).
[4] O. O. Smirnova, et al., Nanomaterials, 13(17), 2402, (2023)

Аномальный эффект Холла в коллинеарных металлических антиферромагнетиках

Зюзин В.А.[1] , Голубинский В.П.[2]

[1]*ИТФ РАН, 142432, г. Черноголовка, 142432, просп. Академика Семенова, д. 1А*
[2]*МИСИС, 119049, Москва*

В докладе будет рассмотрен особый случай металлических коллинеарных антиферромагнетиков, в которых возможен аномальный эффект Холла электронов проводимости. Несмотря на то, что суммарная намагниченность порядка Нееля равна нулю, в системе возможно существование псевдовектора, отвечающего намагниченности. Такие антиферромагнетики называются или слабыми ферромагнетиками Дзялошинского [1,2,3,4], или ферримагнетиками. Существование намагниченности в таких антиферромагнетиках определяется симметриями кристаллической решетки и направлением порядка Нееля.

Существование аномального эффекта Холла в слабых антиферромагнетиках было предсказано с точки зрения симметрии ещё в работе [3]. В работе [4] экспериментально был изучен антиферромагнитный (исключительно за счёт вектора Нееля) эффект Фарадея. Несмотря на это, микроскопическая теория аномального эффекта Холла в антиферромагнетиках на этот момент плохо развита.

В докладе будут даны простые теоретические модели слабого ферромагнетика и ферримагнетика. Инварианты Дзялошинского существования конечной намагниченности [2] в этих системах будут разобраны на основе теории симметрии. Мы будем рассматривать случай, когда намагниченность отвечает орбитальной намагниченности электронов проводимости, а не скосу порядка Нееля. Микроскопический Гамильтониан электронов проводимости в модели сильной связи будет изучен, и на его основе будет изучена орбитальная намагниченности электронов (кривизна Берри). Мы покажем, что ненулевой аномальный эффект Холла соответствует инвариантам Дзялошинского.

В слабых ферромагнетиках вектор намагниченности всегда перпендикулярен вектору Нееля. Мы обсудим необычный тип ферримагнетиков, в которых вектор Нееля и намагниченность параллельны друг другу. В этом случае намагниченность имеет исключительно флуктуационную природу.

Доклад основан на работе автора [5].

*[1] A. S. Borovik-Romanov and M. P. Orlova, Soviet Phys. JETP **4**, 531 (1957). "Magnetic properties of cobalt and manganese carbonates."*

*[2] I.E. Dzyaloshinskii, Journal of Physics and Chemistry of Solids. **4**, 241 (1958). "A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics."*

*[3] E.A. Turov and V.G. Shavrov, Sov. Phys. JETP **16**, 1606 (1963). "On some galvano- and thermomagnetic effects in antiferromagnets."*

*[4] B.B. Krichevtsov, K.M. Mukimov, R.V. Pisarev, and M.M. Ruvinshtein, JETP Lett. **34**, 379 (1981). "Antiferromagnetic and ferromagnetic Faraday effect in yttrium orthoferrite YFeO_3."*

*[5] V.P. Golubinskii and V.A. Zyuzin, JETP Lett. **123**, 341 (2026). "Anomalous Hall effect in collinear antiferromagnets.*

Магнитоиндуцированная циркулярная поляризация резонансного комбинационного рассеяния света с испусканием оптических фононов в двойных квантовых ямах CdTe/CdMnTe

Козлов И.И., Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.

ФТИ им. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

В работе исследуется магнитно-индуцированная циркулярная поляризация (МЦП) резонансного комбинационного рассеяния (РКР) в области экситонного поглощения, сопровождаемого испусканием продольных оптических (LO) фононов, в тунельно связанных двойных квантовых ямах различной ширины на основе CdTe/(Cd,Mn)Te. Благодаря быстрому туннелированию носителей заряда из узкой квантовой ямы в широкую фотолюминесценция узкой квантовой ямы оказывается ослабленной, что позволяет выделить вклад РКР в спектрах вторичного излучения.

Эксперименты проводились при температуре 2 К в магнитном поле до 0.25 Т в геометрии Фарадея. При квазирезонансном возбуждении экситонного состояния узкой квантовой ямы наблюдаются интенсивные линии РКР с испусканием одного или двух LO-фононов (1LO и 2LO). Интенсивности этих линий достигают максимума в условиях выходного резонанса, когда энергия возбуждающего фотона превышает энергию экситона на энергию одного или двух LO-фононов, соответственно.

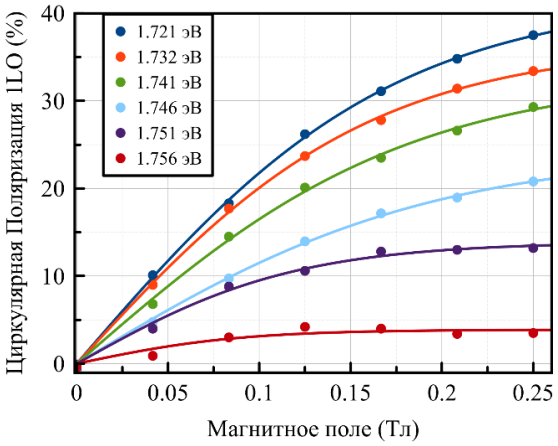


Рис. 1. Зависимости МЦП 1LO линии от магнитного поля в геометрии Фарадея при возбуждении линейно поляризованным светом. Энергии возбуждения обозначены соответствующими цветами на рисунке.

Ключевым результатом является наличие МЦП в линиях РКР при линейно поляризованном возбуждении. Это указывает на существенную роль спиновой релаксации в реальных промежуточных состояниях типа «экситон + фонон» с конечным временем жизни. Установлено, что МЦП стремится к насыщению с увеличением магнитного поля, а максимально достижимая циркулярная поляризация существенно зависит от энергии возбуждения: для линии 1LO она возрастает от нескольких процентов до ~40% при уменьшении энергии возбуждающего фотона (при приближении к резонансу состояния «экситон + фонон»).

Наблюдаемые зависимости интерпретированы в рамках феноменологической модели, учитывающей зеемановское расщепление и спиновую релаксацию экситонных состояний узкой квантовой ямы в промежуточных состояниях «экситон + LO-фонон». Показано, что величина МЦП определяется соотношением между временем жизни промежуточного состояния и временем спиновой релаксации. При этом уменьшение времени жизни при отстройке от резонанса приводит к снижению максимальной поляризации [1]. $P = \frac{\tau}{\tau+\tau_s}\tanh\left(\frac{\Delta E_z}{2k_BT}\right)$

Полученные результаты демонстрируют, что резонансное комбинационное рассеяние с участием LO-фононов может служить чувствительным инструментом для исследования спиновой динамики экситонов в полуметаллических квантово-размерных структурах. Работа поддержана Российским Научным Фондом (Проект № 22-12-00125-П).

*[1] E. L. Ivchenko, Physics of the Solid State, **60**, 1514–1526 (2018).*

Ангармонизм осцилляций в эффекте Керра, вызванных ларморовой прецессией намагниченности ионов марганца в квантовых ямах и квантовых точках (A^{II},Mn)B^{VI}

Козырев Н.В.[1], Жуков Е.А.[1,2], Намозов Б.Р.[1], Яковлев Д.Р[1,2], Седова И.В.[1], Сорокин С.В.[1], Кусраев Ю.Г[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44227 Dortmund, Germany*

В ансамбле самоорганизованных квантовых точек (Cd,Mn)Se/(Zn,Mn)Se и в квантовых ямах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, исследована ларморова прецессия намагниченности ионов марганца в магнитном поле в геометрии Фойгта при температуре 1.5 К методом эффекта Керра с пикосекундным временным разрешением в режиме «накачка-зондирование». При настройке энергии возбуждающих и зондирующих фотонов в резонанс с состояниями локализованных экситонов в исследуемых структурах, осциллирующий сигнал эффекта Керра имеет крайне необычную ангармоничную форму (Рис. 1а). Спектр Фурье этого сигнала содержит как компоненту на фундаментальной частоте ларморовой прецессии, так и третью гармонику (Рис 1б).

Для описания экспериментальных результатов применена модель, основанная на работе [1], и учитывающая s/p-d обменное взаимодействие ионов марганца с экситонами и нелинейность показателя преломления вблизи энергии экситонного резонанса. Согласно этой модели, циркулярно-поляризованный импульс накачки запускает ларморову прецессию намагниченности ионов марганца вокруг магнитного поля, направленного перпендикулярно оси фотовозбуждения [2]. Осцилляции проекции намагниченности на эту ось вкупе с s/p-d взаимодействием приводят к изменению во времени зеемановского расщепления экситона $\Delta E(t)$ и, следовательно, к модуляции разности показателей преломления $\Delta n(t)$ для циркулярно-поляризованных компонент света [1, 3], которой пропорциональна величина эффекта Керра. В случае когда амплитуда $\Delta E(t)$ превышает спектральную однородную ширину линии экситона, осциллирующая функция $\Delta n(t)$ проявляет ангармонизм [3]. Модель хорошо описывает экспериментальные результаты (см. Рис. 1а и Рис. 1б).

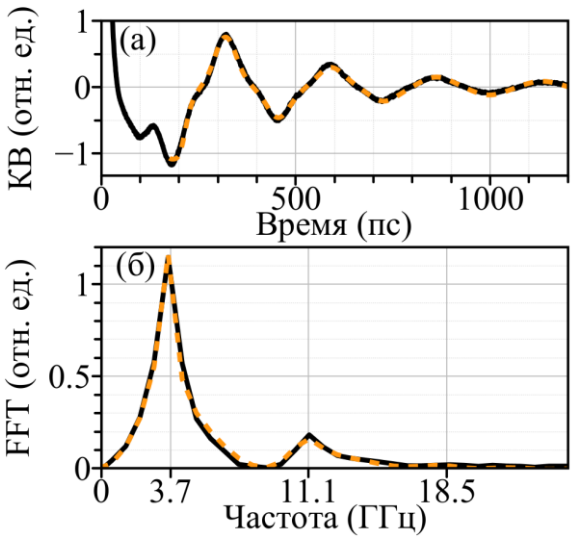


Рис. 1. (а) Чёрная сплошная кривая – экспериментальный сигнал кероовского вращения (КВ) с разрешением по времени квантовой ямы (Cd,Mn)Te шириной 100 А, с содержанием марганца 4% в магнитном поле B = 0.125 Тл при температуре 1.5 К. Оранжевая пунктирная кривая – рассчёт согласно используемой модели. (б) Чёрная сплошная и оранжевая пунктирная линии – спектры Фурье (FFT) экспериментального и смоделированного сигналов КВ, соответственно.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (Проект № 23-12-00205-П).

[1] D. S. Smirnov, K. V. Kavokin, Phys. Rev. B ***101****, 235416 (2020).*
[2] S. A. Crooker et al., Phys. Rev. Lett. ***77****, 2814–2817 (1996).*
[3] М. М. Глазов Физика твёрдого тела ***54****, 3-28 (2012).*

Ферромагнетизм в (Ga,Mn)As: новый взгляд на проблему

Кокурин И.А., Аверкиев Н.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

С момента реализации низкотемпературного эпитаксиального роста применительно к (Ga,Mn)As прошло уже 30 лет. Тем не менее, до сих пор не существует устоявшейся точки зрения на механизм ферромагнитного упорядочения в указанном материале. Ранее считалось, что за ферромагнетизм отвечает косвенный обмен, опосредованный подвижными дырками валентной зоны. Однако экспериментальный данные последних лет указывают на то, что за парный обмен отвечают дырки примесной зоны [1], возникшей из акцепторных уровней марганца.

Известно, что с ростом содержания Mn в (Ga,Mn)As происходит его встраивание в междоузлия [2], что приводит к компенсации. Таким образом, парный косвенный обмен внутри примесной зоны может быть опосредован одной или двумя дырками. При этом реализуется два конкурирующих механизма обмена с ферро- и антиферромагнитным выстраивание *d*-оболочек марганца [3].

В настоящей работе представлена теория ферромагнетизма в (Ga,Mn)As. Используя статистический подход, получены выражения для остаточной намагниченности и температуры Кюри. Первое напоминает формулу теории молекулярного поля, при этом входящая в него эффективная обменная константа содержит всю необходимую информацию о материале: концентрацию марганца, степень компенсации, координационные числа и радиусы, а также параметры механизмов парного обмена. Установлена зависимость температуры Кюри от степени компенсации, соответствующая наличию фазового перехода. Приведенная теория объясняет отсутствие магнитного упорядочения, как в случае малого, так и чрезмерного содержания марганца. В обоих случаях переход в парамагнитную фазу связан с отсутствием носителей, являющихся переносчиками косвенного обмена. При этом образец является перекомпенсированным: в первом случае антисайтами As_{Ga}, во втором – междоузельными донорами марганца Mn_I. В случае преобладания антиферромагнитного парного выстраивания (низкий уровень компенсации) реализуется фаза спинового стекла. Таким образом, с одной стороны компенсация является необходимым ингредиентом, с другой – чрезмерная компенсация вредит магнитному упорядочению.

Наш подход качественно объясняет результаты по магнетизму образцов (Ga,Mn)As с дополнительным легированием n- [4] и p-типа [5]. Количественное сравнение с экспериментом, как правило, затруднено отсутствием полной информации о содержании марганца в различных зарядовых состояниях, а значит и о степени компенсации. Тем не менее, результаты работы [1], в которой удалось раздельно оценить содержание доноров и акцепторов марганца, находятся в хорошем согласии с приведенной теорией.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №25-12-00093).

[1] M. Dobrowolska, K. Tivakornsasithorn, X. Liu et al., Nat. Mater. ***11****, 444 (2012).*
[2] T. Dietl, H. Ohno, Rev. Mod. Phys. ***86****, 187 (2014).*
[3] I. A. Kokurin, N. S. Averkiev, Phys. Rev. B ***109****, 214415 (2024).*
[4] Y. J. Cho, K. M. Yu, X. Liu, W. Walukiewicz, J. K. Furdyna, Appl. Phys. Lett. ***93****, 262505 (2008).*
[5] Y. J. Cho, X. Liu, J. K. Furdyna, Semicond. Sci. Technol. ***23****, 125010 (2008).*

Динамика локализованных спинорных экситон-поляритонных конденсатов в двойных потенциальных ловушках в GaAs/AlAs микрорезонаторе при резонансном пикосекундном возбуждении

Деменев А. А.[1], Гиппиус Н. А.[2], **Кулаковский В. Д.[1]**.

[1]*Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипьяна РАН, 142432, Черноголовка*
[2]*Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва*

Работа посвящена исследованию взаимовлияния туннельного взаимодействия и анизотропии потенциала на динамику спинорного экситон-поляритонного конденсата поляризации в двойных туннельно связанных потенциальных ловушек (ДПЛ) в GaAs/AlAs микрорезонаторах с InGaAs квантовыми ямами при T=2 K при импульсном фотовозбуждении. Бозонные джозефсоновские переходы между конденсатами, локализованными в таких ловушках требуют использования для их описания четырех-модовой модели, учитывающей как спин-консервативное туннелирование частиц, так и межспиновое взаимодействие поляритонов [1]. Спиновое расщепление в конденсате компонент с разными спинами приводит к осцилляциям его поляризации .

В работе исследована временная эволюция пространственного распределения и поляризации поляритонного конденсата с большим, ~200 пс, временем жизни в ДПЛ со слабо (#1) и сильно (#2) нарушенной симметрией C2 при резонансном возбуждении пс лазерными импульсами с линейной поляризацией вдоль оси ДПЛ (πx) и по нормали к ней (πy). Возбуждаемые поляритонные конденсаты в обеих ДПЛ наследуют линейную поляризацию лазерных импульсов: интенсивности их излучения в ортогональной поляризации после окончания импульса меньше 5%. В дальнейшем затухание конденсатов сопровождается осцилляциями их поляризации и плотностей в ловушках.

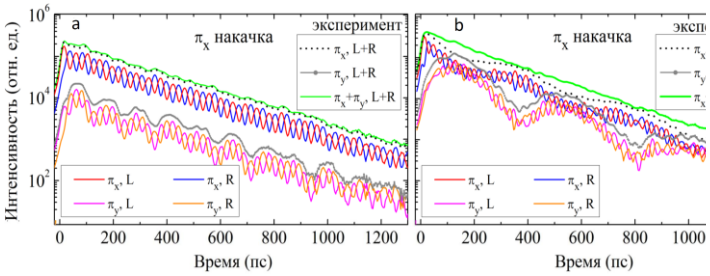


Рис. 1. Временные зависимости интенсивностей излучения πx и πy компонент поляритонного конденсата из левой (L) правой (R) и обеих (L+R) ловушек при накачке ДПЛ #1 (a) и ДПЛ #2 (b) 1.5 пс πx импульсами.

В ДПЛ#1 со слабо нарушенной симметрией C2 амплитуды осцилляций степени линейной поляризации доминирующей спиновой компоненты конденсата, обусловленные внутренним эффектом Джозефсона, не превышают 8% и остаются в пределах 10% и временная эволюция этой компоненты удовлетворительно описывается в рамках двухмодовой модели.

В ДПЛ#2 с сильно нарушенной симметрией C2 степень линейной поляризации излучения конденсата после окончания импульса монотонно падает до 50% и затем продолжает осциллировать с периодом ~430 пс, отвечающем спиновому расщеплению поляритонных компонент 12 мкэВ,
в то время как плотность конденсата осциллирует между ловушками с периодом, ~40.7 пс. Такое поведение обусловлено эффективным возбуждением πx (πy) поляризованными импульсами комбинации обеих поляритонных компонент вследствие отклонения их линейных поляризаций от оси ДПЛ. В этом случае пренебрежение взаимовлиянием внутреннего и внешнего эффектов Джозефсона в конденсате становится невозможным и для описания его поляризационной динамики использована четырехмодовая модель. Осцилляции, обусловленные туннельным и спиновым взаимодействиями в ДПЛ#2 хорошо разделяются благодаря большой разнице расщепления в ней симметричных и асимметричных мод (~100 мкэВ) и их спинового расщепления (~ 12 мкэВ). Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00411.

[1] Shelykh I. A. et al , Phys. Rev. B, 78,. 041302(R) (2008).

Исследование вклада поверхностных состояний в фотоэмиссию спин-поляризованных электронов из механически напряжённых $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов

Кустов Д.А.[1], Русецкий В.С.[1,2], Рожков С.А.[1], Бакин В.В.[1], Шайблер Г.Э.[1], Шамирзаев Т.С.[1], Голяшов В.А.[1], Альперович В.Л.[1], Терещенко О.Е.[1]

[1] *ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2] *ЗАО «ЭКРАН ФЭП», Новосибирск, 630060, ул. Зеленая Горка, 1*

Создание эффективных источников спин-поляризованных электронов является актуальной задачей как в физике твёрдого тела, так и в физике высоких энергий [1]. Ранее было показано, что в фотокатоде $Na_2KSb(Cs,Sb)$ наблюдается оптическая ориентации спина электронов [2]: степень циркулярной поляризации фотолюминесценции $P_{ФЛ}$ в тонком слое Na_2KSb достигает 23%, а поляризация электронов P_e, эмитированных в вакуум из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатода, составляет 40-50%. Повышения P_e можно добиться за счёт расщепления валентной зоны, возникающего в механически напряжённых полупроводниках [3]. В данной работе исследуется влияние механических напряжений, возникающих в результате рассогласования коэффициентов теплового расширения Na_2KSb и материала подложки, на поляризацию фотоэлектронов. Так как энергия поглощаемых фотонов близка к E_g, часть электронов возбуждается с поверхностных состояний, что может повлиять на степень поляризации пучка [4].

Поляризация фотоэлектронов исследовалась при помощи вакуумных фотодиодов. В качестве фотокатода применялся $Na_2KSb(Cs,Sb)$ толщиной около 120 нм, выращенный на стекле. Поляризация фотоэлектронов детектировалась при помощи слоя $Al_{0.1}Ga_{0.9}As(Cs,Sb)$ толщиной 200 нм, приваренного к стеклу [2]. Толщина активирующего слоя (Cs,Sb) составляла около 3 нм. Изначальная поляризация электронов и функция Шермана детектора оценивалась по спектрам ФЛ фотокатода и анода. Степень поляризации фотоэлектронов, эмитированных фотокатодом, определялось по спектрам циркулярно-поляризованной катодолюминесценции (КЛ) $Al_{0.1}Ga_{0.9}As(Cs,Sb)$ анода. Доля поверхностных электронов определялась по спектрам квантового выхода фотоэмиссии. Было показано, что при понижении температуры от 295 К до 14 К степень циркулярной поляризации ФЛ $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатода уменьшается, меняет знак практически во всей спектральной полосе люминесценции и достигает -32%, что указывает на расщепление валентной зоны Na_2KSb. Для температуры 30 К был выделен вклад поверхностных состояний в поляризацию электронов. Для этого поляризация КЛ измерялась при энергиях фотонов 1.46 и 1.52 эВ (Рис. 1). Зная долю электронов с поверхности и из объёма, можно получить, что P_e каждого канала эмиссии составляет около 40% и -50% соответственно. Таким образом, подмешивание поляризованных поверхностных электронов приводит к тому, что общий модуль поляризации пучка увеличивается слабее, чем ожидалось из измерений поляризованной ФЛ.

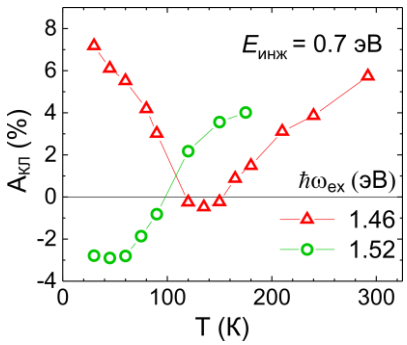


Рис. 1. Температурная зависимость степени циркулярной поляризации КЛ для различных энергий возбуждающих фотонов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект 25-62-00004).

*[1] P. Musumeci et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A., **907**, 209, (2018)*
*[2] V. S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Lett., **129**, 166802, (2022).*
[3] F. Meier and B.P. Zakharchenya, Optical Orientation, North-Holland, Amsterdam, (1984).
*[4] S. A. Rozhkov et al., Phys. Rev. Applied., **22**, 24008, (2024).*

Долгоживущие спиновые текстуры в двумерных сетках

Пошакинский А.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

В двумерном электронном газе спин-орбитальное взаимодействие приводит к прецессии электронных спинов вокруг эффективного магнитного поля, зависящего линейно от скорости движения. При диффузионном транспорте угол поворота спина зависит от траектории, по которой распространяется электрон. Усреднение по всем траекториям приводит к спиновой релаксации в соответствии с механизмом Дьяконова–Переля. Эту релаксацию можно подавить путем тонкой настройки параметров спин-орбитального взаимодействия таким образом, чтобы поворот спина не зависел от траектории. В результате возникают долгоживущие спиновые распределения, периодические вдоль одного направления, известные как устойчивые спиновые спирали [1].

В данной работе предлагается способ реализации двумерных долгоживущих спиновых распределений. Рассмотрен электронный газ, заключенный в сетку из узких каналов, спроектированную таким образом, чтобы спин электрона совершал полный оборот при обходе одной ячейки решетки [2]. Показано, что в данной структуре спиновая релаксация существенно подавлена по сравнению со свободными двумерными электронами. На рис. 1(a)–(c) представлена рассчитанная эволюция распределения спиновой плотности в квадратной решетке после локализованного возбуждения спиновой поляризации в центре. По мере распространения спиновой поляризации по решетке формируется устойчивая спиновая текстура. Для сравнения на рис. 1(d)–(f) показана эволюция спинового распределения в свободном электронном газе с теми же параметрами; она демонстрирует быструю спиновую релаксацию, ср. рис. 1(c) и (f).

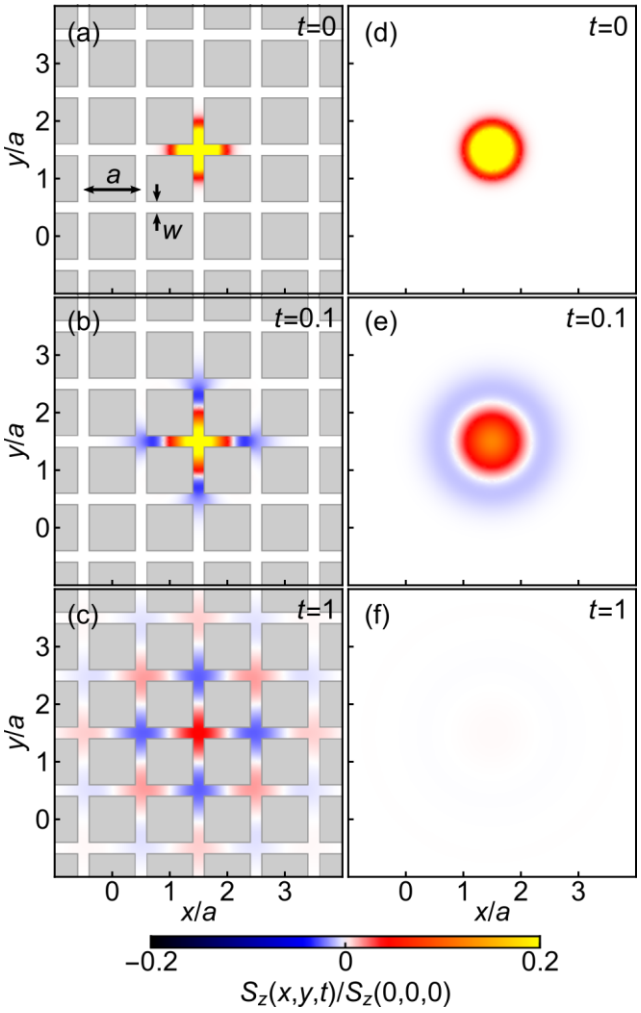


Рис. 1. (a)–(c) Распределение электронного спина в квадратной сетке в различные моменты времени (в единицах a^2/D). (d)–(f) То же для свободного двумерного электронного газа без сетки. Расчет выполнен для спин-орбитального взаимодействия Рашбы и геометрических параметров w/a=0.2.

Эволюция спиновой плотности в решетке описывается диффузионным уравнением с калибровочным полем SO(3), обусловленным спин-орбитальным взаимодействием. Системы с изменяющимся в пространстве периодом могут быть использованы для симуляции динамики частиц в нетривиальных конфигурациях калибровочного поля, таких как доменные стенки и неабелевы вихри.

[1] F. Passmann et al., Semicond. Sci. Technol ***34****, 093002 (2019).*
[2] A.V. Poshakinskiy, Phys. Rev. Lett. ***135****, 066205 (2025).*

Анизотропия эффекта оптической ориентации в непрямых в *k*-пространстве квантовых точках (In,Al)As/AlAs

Рагоза М.Д.[1], Некрасов С.В.[1], Головатенко А.А.[1], Михайленко Н.О.[1], Кусраев Ю.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.26*

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) представляют значительный интерес в качестве модельного объекта для приложений в области квантовых вычислений [1]. В частности, одним из перспективных направлений в этой области являются исследования непрямозонных КТ, поскольку они демонстрируют значительное увеличение времени жизни спина экситонов [2].

Нами исследовалась поляризованная фотолюминесценция (ФЛ) в непрямых в импульсном пространстве КТ (In,Al)As/AlAs в зависимости от угла ϑ между направлением внешнего магнитного поля и осью фотовозбуждения. В исследуемых КТ электрон и дырка, составляющие фотовозбужденный экситон, находятся в разных долинах зоны Бриллюэна: электрон в X долине, а дырка в Г. Из-за этого перекрытие волновых функций в k-пространстве и, как следствие, величина обменного взаимодействия значительно уменьшаются. В отличие от прямозонных КТ, где спиновые свойства экситонов определяются преимущественно обменным взаимодействием [2], значительное влияние на спиновую динамику экситонов могут оказывать дополнительные механизмы, например, сверхтонкое взаимодействие электронов с ядерной системой [3].

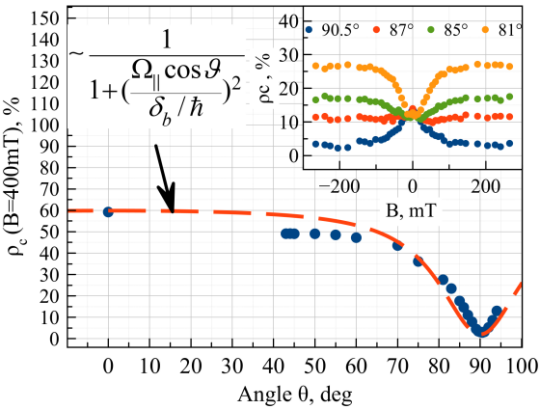


Рис. 1. Синие точки - степень циркулярной поляризации в области насыщения магнетополевых зависимостей (представлены на вставке) при разных углах между направлением поля и оси фотовозбуждения.

При исследовании поляризованной ФЛ нами была обнаружена сильная анизотропия магнитополевых зависимостей в эффекте оптической ориентации (Рис.1). Отклонение внешнего магнитного поля от геометрии Фойгта (ϑ = 90 град.) на угол более 5 град. приводит к тому, что деполяризация ФЛ сменяется восстановлением. При дальнейшем уменьшении угла до ϑ = 45 градусов магнитополевая зависимость становится двухконтурной. Одновременно с этим наблюдается эффект конверсии из линейной поляризации в циркулярную. При этом в геометрии Фарадея (ϑ = 0 град.) как двухконтурности так и конверсии не наблюдается. Для объяснения магнитополевых и угловых зависимостей оптической ориентации была рассмотрена модель (красная пунктирная кривая на Рис.1), учитывающая анизотропное обменное взаимодействие, расщепляющее светлые состояния экситона, а также сильную анизотропию g-фактора дырки. Также обсуждается отклонение расчетной кривой от экспериментальных данных в диапазоне углов $\vartheta \leq 60$ град.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 22-12-00125-П.

[1] T. Heindel, et. al Adv. Opt. Photon. 15, 613 (2023).

[2] J. Rautert et al., Phys. Rev. B, 99, 195411 (2019)

[3] D.S. Smirnov and E.L. Ivchenko, Phys. Rev. B, 108, 195432 (2023).

Магнитотранспортные эффекты в интерметаллических соединениях $MnZn_{1-x}Cr_xSb$

Романова О.Б.[1], Аплеснин С.С.[1,2], Ситников М.Н.[1,2], Минчукова О.Ф.[3], Римский Г.С.[3], Желудкевич А.Л.[3], Удод Л.В.[1], Живулько А.М.[3]

[1] *ИФ СО РАН, 660036, г. Красноярск, Академгородок 50, стр. 38*
[2] *СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, г. Красноярск, просп. им. газеты «Красноярский рабочий», д. 31*
[3] *ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»,220072, г. Минск, Беларусь, ул. П. Бровки, 19*

Для современной спинтроники и физики конденсированного состояния актуальны материалы с высокой спиновой поляризацией носителей тока при комнатной температуре [1]. Поскольку такие материалы важны для создания энергоэффективных, быстрых и компактных устройств хранения данных (MRAM) [2]. Особый интерес представляют магнитные полуметаллы, в которых зонная структура характеризуется металлическим поведением для электронов одной спиновой ориентации и наличием запрещенной щели — для другой, что теоретически обеспечивает 100% спиновую поляризацию на уровне Ферми. Среди таких материалов выделяется интерметаллид MnZnSb, который относят к классу полугейслеровых (half-Heusler) или гейслеровых (full-Heusler) фаз, которые часто демонстрируют узкую запрещённую зону или полуметаллическое поведение.

Целью данной работы является исследование механизма магнитотранспортных эффектов, определение частот, температур и концентраций хрома с максимальным значением магнитосопротивления на переменном токе и магнитоимпеданса в интерметаллической системе $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ ($0 \le X \le 0.20$).

Твёрдые растворы системы $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ ($0 \le X \le 0{,}20$) получены методом твердофазных реакций в вакуумированных кварцевых ампулах и подвергались термобарической обработке при P ~ 5.0 гПа и T ~ 623 K в течение 120 с.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа кристаллическая структура синтезированных соединений $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ ($0 \le X \le 0.20$) после термобарической обработки описывается в рамках тетрагональной кристаллографической структуры типа Cu_2Sb пространственной группы P4/nmm. Методом импедансной спектроскопии установлено, что замещение цинка хромом ведет к росту реальной компоненты импеданса и к изменению вклада в импеданс от емкостного к индуктивному. Для малых концентраций хрома найдена смена знака магнитосопротивления и магнитоимпеданса по частоте. В образце $MnZn_{0.9}Cr_{0.1}Sb$ магнитосопротивление и магнитоимпеданс увеличиваются с ростом частоты и достигают максимума на одном мегагерце. Найдено максимальное значение магнитосопротивления и магнитоимпеданса (6-7%) в широкой области частот в окрестности комнатных температур в образце $MnZn_{0.85}Cr_{0.15}Sb$ и (порядка 10%) при температуре 80K для $MnZn_{0.95}Cr_{0.05}Sb$. Рост электросопротивления на переменном токе приводит к уменьшению гальваномагнитных характеристик для больших концентраций замещения хромом. Магнитосопротивление и магнитоимпеданс достигают значений (5-7%) выше температуры Кюри и стабильны по частоте, что позволяет найти им практическое применение в качестве высокочастотных датчиков магнитного поля (магниторезистивные и магнитоимпедансные сенсоры) для промышленной электроники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №25-42-10003, https://rscf.ru/project/25-42-10003 и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Т26РНФ-038.

[1] A. Privitera et al., J. Am. Chem. Soc. ***147****, 331 (2024).*
[2] S. Bhatti et al., Mater. Today ***20,*** *530 (2017).*

Спектроскопия спиновых флуктуаций классических и новых полупроводниковых структур

Рыжов И. И.[1], Козлов В. О.[1], Смирнов И. А.[1], Запасский В. С.[1], Козлов Г. Г.[1]

[1]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9*

Представлены экспериментальные исследования структур на основе GaAs и галогенидных перовскитов ($MAPbI_3$, нанокристаллы $CsPbI_3$), осуществлённые при помощи спектроскопии спиновых флуктуаций (ССФ) — быстро развивающегося метода оптической регистрации спиновой динамики. ССФ основана на измерении радиочастотного спектра поляризационных флуктуаций света, зондирующего исследуемую структуру в равновесном состоянии. Спектр спиновых флуктуаций содержит информацию о g-тензоре носителей заряда, скорости их спиновой релаксации, отражает взаимодействие носителей с локальным окружением, причём информативность сохраняется и в нулевом магнитном поле. Оставаясь в режиме линейного отклика по оптической мощности, ССФ чувствительна к фокусировке излучения и однородной ширине оптических переходов [1], что роднит её с методами нелинейной оптики. Будучи основанной на эффекте Фарадея, техника оказывается полностью применима и к анизотропным кристаллам [2], двулучепреломление которых препятствует регулярным поляризационным измерениям. Управляя длиной волны, мощностью и поляризацией зондирующего света, можно наблюдать и нелинейные оптические эффекты в однолучевом стационарном эксперименте [3, 4].

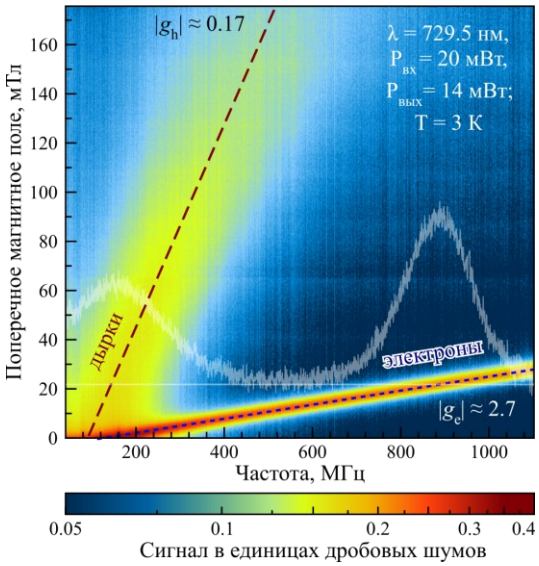


Рис. 1. Спектры спиновых флуктуаций нанокристаллов $CsPbI_3$ после перезарядки

В докладе демонстрируется применение ССФ для определения свойств оптически не возмущённой спиновой системы, а также наблюдения динамики ядерной поляризации, переменного эффекта Штарка и других фотоиндуцированных явлений на объёмных слоях GaAs [3, 5] и квантовых ямах в GaAs/AlGaAs микрорезонаторах [6]. Подробнее представлены последние результаты исследований актуальных полупроводниковых материалов — монокристаллов $CH_3NH_3PbI_3$ и нанокристаллов $CsPbI_3$. В частности, показана чувствительность спектров спиновых флуктуаций резидентных дырок к структурной особенности — двойникованию анизотропного монокристалла MAPbI3 [7]. Детально исследована спиновая подсистема нанокристаллов $CsPbI_3$ и показано, что нанокристаллы сразу после роста заряжены отрицательно, а под воздействием поглощения ИК излучения ($\lambda \approx 820$ нм) происходит перезарядка дырками (Рис. 1), устойчивая к отогреву и сохраняющаяся по меньшей мере в течение нескольких суток [8]. Исследования были поддержаны грантом РНФ № 25-72-10041.

[1] A. N. Kamenskii et al. Phys. Rev. Research 2, 023317 (2020).
[2] V. O. Kozlov et al. Phys. Rev. Lett., 129, 077401 (2022).
[3] I. I. Ryzhov et al. Sci. Rep., 6, 21062 (2016).
[4] Г. Г. Козлов и др. УФН, 194, 268-290 (2024).
[5] M. Vladimirova et al. Phys. Rev. B 97, 041301(R) (2018).
[6] S. V. Poltavtsev et al. Phys. Rev. B 89, 081304(R) (2014).
[7] V. O. Kozlov et al. Phys. Rev. Lett. 134, 256901 (2025).
[8] V. O. Kozlov et al. Appl. Mater. Today, 45, 102820 (2025).

Электронные переходы в хром замещенном антимониде марганца-цинка

Удод Л.В.[1], Аплеснин С.С.[1,2], Ситников М.Н.[1,2], Романова О.Б.[1], Минчукова О.Ф.[3], Римский Г.С.[3], Желудкевич А.Л.[3], Живулько А.М.[3]

[1]*ИФ СОРАН, 660036, г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38*
[2]*СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, г. Красноярск, пр. «Красноярский рабочий», д. 31*
[3]*ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»,220072, г. Минск, Беларусь, ул. П. Бровки, 19*

Полуметаллы антимонида марганца-цинка MnZnSb перспективны для практического применения в спинтронике, оптоэлектронике. Соединение MnZnSb имеет тетрагональную кристаллическую структуру с пространственной группой P4/nmm, обнаруживает фазовые переходы, связанные с изменением магнитного и электронного состояния. Магнитный фазовый переход осуществляется при $T_c \approx$ 317 К из ферромагнитного состояния в парамагнитное, сопровождается аномалиями теплоёмкости и магнитокалорического эффекта [1]. Замещение ионов цинка хромом позволит целенаправленно управлять функциональными характеристиками материала, что позволит применять его в современных электронных и магнитных устройствах.

Целью работы является исследование электронных переходов на основе измерения сопротивления на постоянном и переменном токе, методом импедансной спектроскопии в $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ ($0 \le x \le 0{,}20$).

Электрическое сопротивление измерялось 4-х контактным методом на постоянном токе в температурном интервале 80-480 К. Замещение цинка хромом приводит к качественному отличию температурной зависимости сопротивления от исходного соединения MnZnSb. При нагревании сопротивление уменьшается, проходит через широкую область с минимальным значением сопротивления и возрастает выше T_{MI} =366 К для x = 0,05. С ростом концентрации температура T_{MI}, при которой меняется тип проводимости с полупроводникового на металлический, уменьшается до 274 К для x = 0,2.

Исследования температурной зависимости импеданса в интервале частот ω = 1 kHz−1000kHz и температур 80−390 K выполнили на установке анализатор компонент АМ-3028. Величина активного сопротивления для образца x=0.05 растет и не зависит от частоты. Увеличение активного сопротивления с ростом температуры свидетельствует о металлическом типе проводимости. Реактивное сопротивление имеет экстремум (dX/dT) в области 260 К. Импеданс Z(T)/Z(T=80K) имеет точку пересечения не зависящую от частоты в области T=150 К. С увеличением концентрации хрома (x = 0,15 и 0,2) активное сопротивление уменьшается при нагревании, а реактивная часть импеданса увеличивается на несколько процентов. Возможно это вызвано ростом диэлектрической проницаемости (емкости), т.к. Im(Z)=Lw-1/wC, где L - индуктивность, C - емкость. Дисперсия реактивной компоненты увеличивается при нагревании и достигает 3-5% при 500 К при изменении частоты от 1 kHz до 1000kHz, по сравнению с образцом x=0.05.

Качественное отличие температурной зависимости проводимости на постоянном и переменном токе выше комнатной температуры связано с зарядовыми флуктуациями, что подтверждается дисперсией реактивной компоненты импеданса. Корреляции изменения проводимости на постоянном и переменном токе с температурой Кюри не обнаружено.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 25-42-10003, https://rscf.ru/project/25-42-10003 и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований No. Т26РНФ-038

[1] Minchukova O. et al, MoEM 11(2), 105 (2025).

Динамическая локализация проекции спина в двойной квантовой точке с помощью бигармонического электрического поля

Хомицкий Д.В.[1], Запруднов Н.А.[1]

[1]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*

Спиновая динамика в двойных квантовых точках на основе полупроводниковых структур GaAs/AlGaAs демонстрирует широкий спектр явлений, сочетающих нетривиальную спиновую динамику и туннелирование. Такие явления изучались как экспериментально [1,2], так и теоретически [3,4]. Для их применения в спинтронике и схемах обработки информации с использованием спиновой степени свободы желательно развивать динамические методы управления спином с помощью электрического поля. Одним из способов является приложением бигармонического поля, которое воздействует на четыре нижних состояния для структуры с двойной квантовой точкой в магнитном поле так, как это показано на рис.1(a). Первая гармоника ω_1 настроена на частоту зеемановского расщепления Δ_Z, вторая гармоника ω_2 настроена на величину смещения минимумов энергии в соседних точках U_d (detuning).

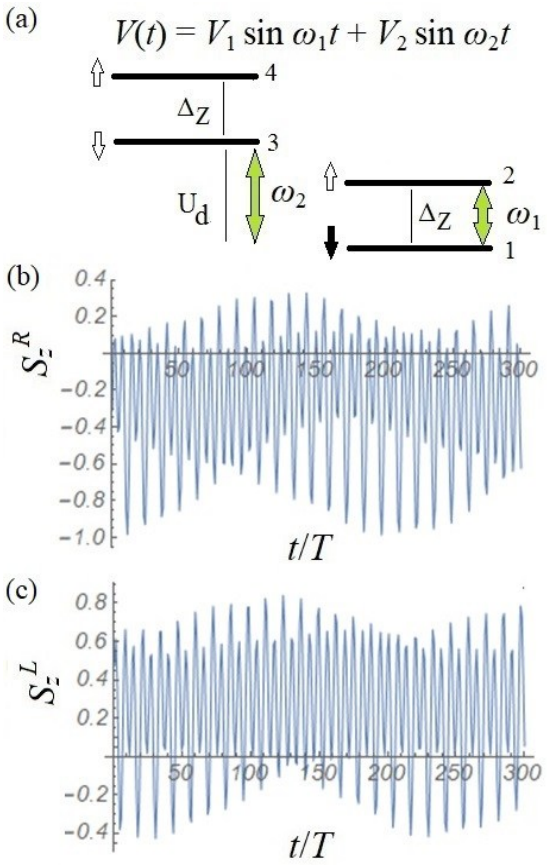


Рис. 1. (a) Четырёхуровневая система, представляющую двойную квантовую точку в бигармоническом периодическом поле. (b), (c) Динамика z-проекции спина в правой (b) и левой (c) квантовых точках. Наблюдается динамическая локализация её знака.

В данном докладе мы представляем результаты моделирования динамики системы, показанной на рис.1(a), для различных амплитуд гармоник (V_1,V_2). Исследование спектра квазиэнергий показывает, что имеются точки его антикроссинга. Для них, подобно явлению когерентного разрушения туннелирования [5] и локализации спина во вращающемся магнитном поле [6], может возникать динамическая локализация проекции спина, когда в одной квантовой точке доминирует один её знак, а в другой точке – другой, как это показано на рис.1(b),(c). Данный эффект обеспечивается только электрическим полем и может быть полезен для повышения устойчивости работы полупроводниковых спиновых кубитов и других структур для квантовых вычислений.

Авторы признательны С.А. Студеникину за полезные обсуждения. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030».

*[1] A. Bogan et al., Phys. Rev. Lett., **120**, 207701 (2018).*
*[2] S. Studenikin et al., Appl. Phys. Lett., **127**, 054004 (2025).*
*[3] D.V. Khomitsky et al., Phys. Rev. B, **106**, 195414 (2022).*
*[4] D.V. Khomitsky et al., Phys. Rev. B, **108**, 205404 (2023).*
*[5] F. Grossmann et al., Phys. Rev. Lett., **67**, 516 (1991).*
*[6] Á. Gómez-León et al., Phys. Rev. B., **84**, 121310(R) (2011).*

Кинетическая модель спин-зависимой фотоэдс для квантовой ямы с близкорасположенным магнитным слоем

Хомицкий Д.В.[1], Дорохин М.В.[2], Ведь М.В.[2], Малышева Е.И.[2]

[1]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, физический факультет, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*

[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, научно-исследовательский физико-технический институт, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*

Спин-зависимые фотоэлектрические явления в полупроводниковых гетероструктурах с квантовой ямой и близкорасположенным магнитным слоем вызывают большой интерес в спинтронике и к настоящему времени исследовались в ряде работ, например, в [1-4]. Примером может служить структура с квантовой ямой InGaAs/GaAs и слоем марганца вблизи неё, показанная на рис.1. Одним из способов создания спиновой поляризации носителей в такой структуре является облучением циркулярно поляризованным электромагнитным излучением. Способы же детектирования спин-зависимы носителей могут быть различными. Недавно для структуры на рис.1 были предложены измерения фотоэдс, генерируемой при облучении электромагнитной волной с циркулярной поляризацией [3]. Было установлено, что фотоэдс является спин-зависимой, т.е. зависит от знака циркулярной поляризации излучения, генерирующего электроны и дырки с различными спиновыми проекциями. Представляет большой интерес описать это явление на языке квантовой модели с учётом динамического характера процессов генерации и рекомбинации носителей, а также взаимодействия с магнитными моментами в близкорасположенном слое марганца.

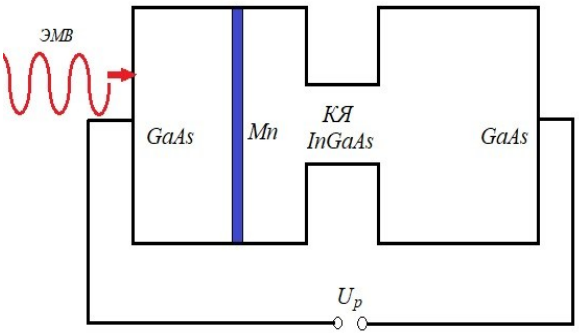


Рис. 1. Схема гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и близко расположенным слоем Mn, подвергающейся облучению электромагнитной волной (ЭМВ) с различной циркулярной поляризацией. Измеряется зависящая от поляризации ЭМВ фотоэдс U_p, для которой разработана кинетическая модель.

В представляемом докладе мы описываем кинетическую модель спин-зависимой фотоэдс, которая основана на разработанной нами ранее кинетической модели «эффекта памяти» для излучения фотолюминесценции в похожей структуре, проявлявшемся при облучении короткими импульсами лазера с различной циркулярной поляризацией [5]. Разработанная модель может применяться для достаточно широкого класса структур с различными параметрами квантовой ямы, близкорасположенного магнитного слоя, для различных температур. Результаты моделирования находятся в согласии с результатами экспериментов, проводимых в нашей группе.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030».

[1] V.I. Korenev et al., Nat. Comm. ***3****, 959 (2012).*
[2] С.В. Зайцев и др., ЖЭТФ, ***150****, 3,490 (2016).*
[3] I.V. Rozhansky et al., Nano Lett., ***23****, 9, 3994 (2023).*
[4]М.В. Ведь и др., ФТТ, ***67****, 7, 1348 (2025).*
[5] M.V. Dorokhin et al., Phys. Rev. B., ***104****, 125309 (2021).*

Управление обменным взаимодействием в полупроводниковых наноструктурах

Т.С. Шамирзаев[1], Д.С. Смирнов[2], М.С. Кузнецова[3], Е.В. Колобкова[4,5], Я.Е. Майдебура[1], Н.Е. Коптева[6], Д.Р. Яковлев[2,6], M. Bayer[6]

[1]*ИФП СО РАН им А.В. Ржанова, Новосибирск, пр. ак. Лавреньева д.13*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая д.26*
[3]*СПбГУ, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская д.1*
[4]*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, литера А*
[5] *СПбГТИ(ТУ), Санкт-Петербург, Московский пр., д.24-26/49 литера А*
[6]*Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Otto-Hahn-Straße 4a, Germany*

Энергия связи и тонкая структура экситона, определяющая спиновую динамику в объемных полупроводниках, определяются физическими параметрами материала и симметрией кристаллической ячейки. Дополнительной степенью свободы при формировании энергетического спектра экситона может быть использование наноструктур. Однако дополнительная локализация носителей заряда и искажение симетрии локализующего потенциала приводят, как правило, к повышению силы осциллятора экситона, которое сопровождается резким увеличением обменного взаимодействия и связанным с ним анизотропным смешиванием чисто спиновых (±1) экситонных состояний даже в полупроводниках с кубической симметрией решетки. В докладе будет показано, что величиной обменого взаимодействия можно управлять в широких пределах как в непрямозоных, так и в прямозоных наноструктурах со структурой зон первого рода. С одной стороны, несмотря на сильное перекрытие волновых функций носителей заряда, обменное взаимодействие подавлено в непрямозонных квантовых точках (КТ). В таких наноструктурах величиной обменного взаимодействия можно управлять посредством смешивания электроных состояний, принадлежащих прямой и непрямой, в пространстве квазиимпульсов, зоне проводимости [1]. С другой стороны, локализация электрона и дырки на границах прямозоных нанокристаллов (НК) с размерами, превышающими диаметр экситона в объемном материале, позволяет управлять величиной обменного взаимодействия через изменение размера НК. Будет показано, что несмотря на кардинальное различие энергетического спектра близкие обменные энергии, получаемые для дублетных экситонов в ансамблях непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ и для триплетных экситонов [2] в ансамблях НК $CsPbI_3$ «большого размера» позволяют получать в этих системах: (а) схожую неэкспоненциальную динамику излучательной рекомбинации в нулевом магнитном поле и (б) схожие полевые зависимости оптической ориентации и оптического выстраивания в продольных и поперечных магнитных полях. Мы обсудим особенности спиновой динамики экситонов в обеих системах, обусловленные конкуренцией анизотропного обменного взаимодействия электрона и дырки со сверхтонким взаимодействием спинов локализованных носителей заряда с эффективным магнитным полем, созданным флуктуациями пространственной ориентации ядерных спинов атомов, из которых состоят КТ и НК. Возможность управляемого изменения соотношения между обменным, сверхтонким и зеемановским расщеплениями дает новое понимание экситонной тонкой структуры и спиновой физики наноструктур.

Работа поддержана РНФ (проект №22-12-00022-П).

*[1] S. V. Nekrasov, et. al. Phys. Rev. B **110**, 115435 (2024).*
*[2] M. O. Nestoklon, et. al. Phys. Rev. B **97**, 235304 (2018).*

Электрическое детектирование спинового резонанса с разрешением по времени

Г.А. Николаев[1,2], О.В. Орлов[1,2], С.А. Андреева[1,3], Я.В. Федотова[1], А.Р. Хисамеева, **А.В. Щепетильников[1]**, Д. В. Юрасов[4], А.В. Новиков[4], И.В. Кукушкин[1]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, 142432 Черноголовка, Россия
[2]Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия
[3]Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия
[4]Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Электронный спиновый резонанс представляет собой один из наиболее эффективных методов исследования спиновых явлений в разнообразных материальных системах. Несмотря на открытие метода почти столетие назад, его фундаментальная значимость как передового инструмента научных исследований продолжает стимулировать развитие и оптимизацию экспериментальных методик. Достигнутый в последнее время прогресс в повышении точности и чувствительности методики позволил детектировать и количественно охарактеризовать ряд тонких спин-зависимых эффектов.

В данной работе представлена новая методика детектирования электронного спинового резонанса в двумерных электронных системах, которая позволяет проводить спектроскопию резонанса с разрешением по времени. Спиновый резонанс при этом возбуждается короткими импульсам электромагнитного излучения, а сам резонанс детектируется как пик в высокочастотной проводимости двумерного канала. Проводимость электронной системы определяется по пропусканию копланарного волновода на частоте опорного излучения. Использование такой схемы позволяет измерять проводимость с хорошим разрешением по времени и отследить формирование и затухание резонансной особенности в ней в условиях импульсного возбуждения.

Разработанная методика обеспечивает возможность измерения спинового резонанса с достаточным временным разрешением в широком диапазоне частот возбуждения, магнитных полей и температур. В рамках работы она применена для изучения спиновой релаксации в квантовой яме Si/SiGe в режиме квантового эффекта Холла. Измерена зависимость времени спиновой релаксации от фактора заполнения в широких пределах в такой материальной системе.

Секция 6

Примеси и дефекты (объемные полупроводники и квантово-размерные структуры): примеси с мелкими и глубокими уровнями, магнитные примеси, структурные дефекты, неупорядоченные полупроводники, одиночные примеси, вакансии и центры окраски.

Обменное рассеяние на нейтральных примесях в полупроводниках

Аверкиев Н.С., Рожанский И.В., Третьяков Р.Е.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Полупроводники и полупроводниковые структуры пониженной размерности из-за особенностей энергетической структуры открывают широкие возможности для изучения спин-зависимого рассеяния за счет обменного взаимодействия в условиях, когда оно может быть отделено от других механизмов. Обменное рассеяние имеет кулоновскую природу и, в отличие от спин-орбитальных эффектов, не содержит релятивистской малости. Одним из примеров, где обменное рассеяние играет важную роль, являются исследования фотопроводимости в полупроводниках n-типа, когда тепловая энергия фотовозбужденных электронов k_0T меньше энергии ионизации доноров. При таких низких температурах рассеяние электронов происходит преимущественно на нейтральных донорах, тогда как при более высоких температурах – на ионизованных центрах.

В докладе рассматривается обменное рассеяние на нейтральной примеси, локализованное состояние которой описывается в приближении эффективной массы. Численный расчет разности сечений рассеяния в различных спиновых каналах в зависимости от величины квазиимпульса налетающей частицы выполнен для кулоновского потенциала и в модели потенциала нулевого радиуса. Учет обменного взаимодействия при рассеянии электрона на нейтральном доноре соответствует учету симметрии волновой функции, являющейся решением уравнения Шредингера для двух электронов в поле иона с асимптотиками, соответствующими задаче рассеяния. Симметричная по перестановке частиц пространственная волновая функция отвечает синглетному спиновому каналу, антисимметричная – триплетному. Для вычисления сечений рассеяния электрона на мелком нейтральном доноре использовались результаты численных расчетов [1] для рассеяния электрона на атоме водорода. Вычисление эффективностей рассеяния в различных спиновых каналах можно провести по теории возмущений в борновском приближении. Нами были применены две модели: модель потенциала нулевого радиуса и мелкого кулоновского центра. В первом подходе предполагалось, что энергия расталкивания электронов много меньше их притяжения к центру, а волновые функции обоих электронов отвечали точному их виду в рамках модели потенциалов нулевого радиуса. В результате расчетов оказалось, что зависимости величин сечений рассеяния от энергии налетающей частицы во всех рассмотренных случаях приблизительно одинаковые и меняют знак. При больших параметрах ka порядка 5 (k – квазимпульс электрона, a – эффективный боровский радиус) вероятности рассеяния с различной величиной полного спина электронов становятся одинаковыми. Оценки показывают, что для широко исследуемых материалов – Si, GaAs, MoS_2 в экспериментально реализуемых условиях параметр ka лежит в пределах от 0.1 до 1 и согласно нашим расчетам сечения рассеяния для $S=1$ и $S=0$ различаются значительно.

Предложенная теория предсказывает, что в условиях даже небольшой величины степени оптической ориентации электронов в образце n-типа проводимости при температурах, когда собственные электроны локализованы на донорах, за счет обменного рассеяния можно достичь большой величины степени ориентации спинов локализованных электронов. Это, в свою очередь, за счет их сверхтонкого взаимодействия со спинами ядер, вызовет и ориентацию спинов ядер примеси и ядер основной решетки.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда #25-12-00093.

[1] P.G. Burke and H.M. Schey, Phys. Rev. ***126****,147 (1962).*

Физическая акустика ян-теллеровских примесей в полупроводниках

Гудков В.В.

Уральский федеральный университет, 620062, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19

Рассматриваются разработанные в последнее время акустические методы исследования полупроводниковых кристаллов, допированных ян-теллеровскими (ЯТ) ионами малой концентрации (порядка 10^{18} $см^{-3}$), и их возможности в плане получения информации о статических (адиабатический потенциал комплекса) и динамических (механизмы релаксации) свойств ЯТ подсистемы.

Традиционно кристаллы с ЯТ примесями исследовались магниторезонансными [1] и оптическими [2] методами (см. также ссылки в [3]). Поскольку ЯТ комплекс имеет размер, сопоставимый с размером атома, то он описывается на квантово-механическом языке, а упомянутые выше традиционные методы предполагают изучение переходов между энергетическими уровнями (электронов или ядер). В первых работах, посвященных проявлению эффекта Яна-Теллера (ЭЯТ) в ультразвуковом эксперименте, выполненных группой Стуржа [4] с использованием кристалла $Al_2O_3:Ni^{3+}$, было установлено, что пик в температурных зависимостях поглощения ультразвука имеет релаксационную, а не резонансную природу и предложены механизмы релаксации, которые могли бы привести к обнаруженной аномалии. Развитие этого направления исследований получило в работах нашей группы, и оказалось, что наиболее информативными являются измерения температурных зависимостей поглощения и фазовой скорости упругих волн диапазона частот $10^7 - 10^9$ Гц, позволяющего использовать образцы с характерными размерами несколько миллиметров. При этих частотах аномалии, связанные с ЭЯТ, наблюдаются при низких температурах, когда доминирующими механизмами релаксации ЯТ подсистемы являются активационный и туннелирование через потенциальный барьер, то есть, процессы, присущие только квантовым системам, что позволяет отнести исследования ЭЯТ в допированных кристаллах к области квантовой акустики [5]. В ходе исследований, выполненных на кристаллах диэлектриков со структурой флюорита и полупроводников со структурой сфалерита и вюрцита, были разработаны методы получения количественной информации (i) об основном состоянии ЯТ комплекса (энергиях стабилизации, положениях глобальных минимумов и седловых точек в пятимерной системе симметризованных координат), (ii) о линейных и квадратичных константах вибронной связи, входящих в вибронный гамильтониан и (iii) о параметрах, характеризующих механизмы релаксации.

В кристаллах со структурой флюорита ЯТ ион находится в кубическом окружении, сама матрица имеет кубическую симметрию и на качественном уровне не влияя на свойства ЯТ комплекса, что делает кристаллы данного типа фактически модельными объектами. В этом смысле полупроводники III–V и II–VI со структурой сфалерита, и в особенности, вюрцита представляются значительно более сложными в плане их описания. ЯТ ион в этих кристаллах находится в тетраэдрическом окружении. С точки зрения формирования орбитального терма и взаимодействия электронов с симметризованными колебаниями тетраэдрические и кубические комплексы описываются одинаково, однако, симметрия вюрцита ниже симметрии куба, а ионы, образующие периферию ЯТ комплекса, химическими связями объединены со следующими координационными сферами ЯТ центра, что приводит к понижению симметрийных свойств адиабатического потенциала комплекса [6]. Кристаллы со структурой сфалерита и вюрцита не обладают центром инверсии и поэтому являются пьезоэлектриками. В таких кристаллах локальные ЯТ деформации приводят к локальному электрическому дипольному моменту, тем самым внося существенный вклад в энергию комплекса. Влияние кристаллографической анизотропии и пьезоэлектричества матрицы было изучено на примере кристалла $CdSe:Cr^{2+}$ [7]. Кроме того, в кристаллах $II–VI:Cr^{2+}$ было обнаружено и интерпретировано в рамках гамильтониана [8], влияние магнитного поля

на ЯТ вклад в упругие модули кристалла [9]. Разработка методов физической акустики, выполненное нашей группой, по сути, является дальнейшим развитием подхода [4] к описанию ЭЯТ и состоит в учете влияния свойств матрицы на ЯТ комплексы: изменение адиабатического потенциала вследствие упругой анизотропии, пьезоэлектричества и приложения внешнего магнитного поля. Фактически это есть отказ от молекулярной модели, которую ранее применяли для интерпретации экспериментов, выполненных магниторезонансными и оптическими методами. Особенность данного описания состоит в том, что матрица, будучи макро объектом, рассматривается в рамках феноменологического подхода, а ЯТ комплекс − квантово-механического. Следует отметить, что экспериментально было установлено, что в допированных кристаллах локальные ЯТ деформации имеют величину долей ангстрема [10]. Это на порядки превышает то, что создается ультразвуковой волной, и будь они не локальными, а однородными, скорее всего, привели бы к разрушению кристалла. Соответственно, локальный дипольный момент, возникающий за счет пьезоэлектричества матрицы, имеет величину, которую в обычных условиях достичь маловероятно.

Таким образом, в плане фундаментальных исследований показано, что для описания ЭЯТ в допированных кристаллах одной теоремы Яна-Теллера [11], сформулированной для молекул, недостаточно, а дополнительно требуется рассмотрение методом термодинамических потенциалов вкладов различной природы, описанных, например, в [12]. С точки зрения практических применений исследования, выполненные методами физической акустики позволяют квалифицировать полупроводниковые кристаллы, допированные ионами переходных металлов малой концентрации, как многофункциональные материалы, *локальные свойства* которых можно менять фокусированным воздействием упругих напряжений, электрического и/или магнитного поля.

Работа выполнена рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект #FEUZ-2026-0010).

[1] J. Becquerel and W. Opechowski, Physica, ***6,*** *1939 (1039).*
[2] R. Pappalardo, D. L. Wood, and R. C. J. Linares, J. Chem. Phys., ***35****, 1460 (1961).*
[3] I. B. Bersuker, The Jahn-Teller Effect, Cambridge University Press, Cambridge (2006).
[4] M.D. Sturge, et al., Phys. Rev. ***155****, 218 (1967).*
[5] M.N. Sarychev, et al., Phys. Rev. B, ***109****, 214104 (2024).*
[6] V.V. Gudkov, et al., JETP Letters, ***119****, 53 (2024).*
[7] V.V. Gudkov, et al., JETP Letters, ***123****, 195 (2026).*
[8] J.T. Vallin, et al., Phys. Rev. B, ***11****, 4313 (1970).*
[9] M.N. Sarychev, et al., JETP, ***136****, 80 (2023).*
[10] M.N. Sarychev, et al., JETP, ***135****, 473 (2022).*
[11] H. A. Jahn and E. Teller, Proc. R. Soc. A, ***161****, 220 (1937).*
[12] Дж. Такер, В. Рэмптон, Гиперзвук в физике твердого тела, Мир, Москва (1975).

Динамические и статические свойства ян-теллеровской подсистемы в кристалле ZnTe:Cr

Таврунова Н.Ю.[1], Сарычев М.Н.[1], **Жевстовских И.В.[1,2]**, Коростелин Ю.В.[3], Аверкиев Н.С.[4], Гудков В.В.[1]

[1]*УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19*
[2]*ИФМ им. М. Н. Михеева УрО РАН, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, д. 18*
[3]*ФИАН имени П. Н. Лебедева, г. Москва, Москва, Ленинский проспект, д.53*
[4]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Полупроводниковые кристаллы, содержащие ян-теллеровские (ЯТ) центры, представляют интерес с точки зрения общей физики, поскольку позволяют исследовать особенности отдельных «молекул», подверженных как взаимодействию с локальными колебаниями, так и с окружающими их атомами решетки. Объектом исследования является кристалл теллурида цинка, легированный ионами хрома с относительной малой концентрацией $3.5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, что позволяет считать тетраэдрические ЯТ комплексы, сформированные ионом хрома в окружении 4 ионов теллура, невзаимодействующими друг с другом. Примесный кристалл ZnTe перспективен с точки зрения технологических применений вследствие своих люминесцентных свойств, а влияние эффекта Яна-Теллера на параметры основного состояния ЯТ комплексов может найти отражение в интерпретации данных оптических экспериментов. Особенность используемых нами экспериментальных методов физической акустики позволяет получить информацию об основном состоянии ЯТ-комплекса. Из температурных зависимостей поглощения и фазовой скорости ультразвука в области низких температур можно определить динамические (времена и механизмы релаксации) и статические (симмметрийные свойства экстремумов (глобальных минимумов и седловых точек) поверхности адиабатического потенциала (АП), значения констант вибронной связи, входящих в вибронный гамильтониан, энергий ЯТ стабилизации и координаты экстремумов АП, заданного в системе симметризованных координат) свойства ЯТ подсистем (см., например, работу [1]).

На измеренных нами температурных зависимостях поглощения ультразвука наблюдались аномалии релаксационной природы в виде пика поглощения в нормальных модах, соответствующих упругим модулям c_E, c_L и c_{11}, что свидетельствует о тетрагональной симметрии минимумов АП. Выделение вклада ЯТ подсистемы в мнимую часть упругого модуля, выполненное по методике [2] позволило определить параметры механизмов релаксации и получить зависимость времени релаксации функции распределения ЯТ комплексов по уровням энергии от обратной температуры, приведенную на рис.1. В работе впервые предложен способ определения первичной силовой константы методами физической акустики без привлечения оптических данных о частотах колебаний фононных мод. Полученное значение силовой константы K_E=$3.47\cdot10^4$ дин/см находится в хорошем согласии со значениями K_E, рассчитанными с использованием значений оптических частот.

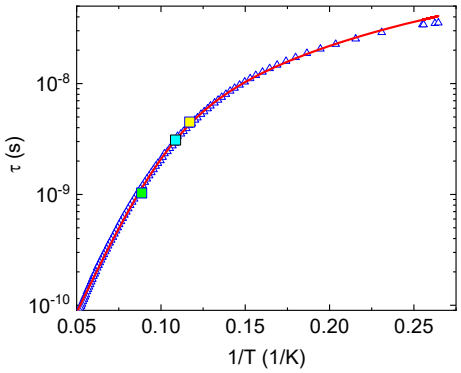


Рис. 1. Экспериментальная (символы) и модельная (красная кривая) температурные зависимости времени релаксации. Квадратные символы соответствуют условию ωτ=1 на частотах 163, 51 и 35 МГц слева направо.

*[1] М. Н.Сарычев и др., ЖЭТФ, **162**, 509 (2022).*
*[2] M. N. Sarychev et al., Phys. Rev. B, **109**, 214104 (2024).*

Нефелоксетический эффект в широкозонных материалах кубической сингонии, легированных Fe и V

Зазымкина Д.А.[1], Аминев Д.Ф.[1], Николаев С.Н.[1], Кривобок В.С. [1]

[1]*ФИАН, 119991, ГСП-1, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53*

В настоящее время продолжают активно развиваться различные оптоэлектронные приложения [1], основу которых составляют оптически активные ионы переходных элементов, размещенные в кристаллических матрицах (решетках). Как правило, выделяется две основные группы актуальных задач, опирающихся на оптические переходы с участием d- оболочки, расщепленной кристаллическим полем [2]. Первая группа задач связана с усовершенствованием существующих и созданием новых перестраиваемых лазеров среднего ИК диапазона. Вторая группа направлена на поиск и исследование люминесцентных систем для использования в качестве маркеров, представляющих интерес для медицины, биологии, пищевой промышленности и др.

Данная работа посвящена исследованию нефелоксетического эффекта для ионов переходных элементов в матрицах ZnSe, ZnTe, CdTe и TiO_2 (подразумевается, что ион встраивается на подрешетку металла). Нефелоксетический эффект, представляющий собой расплывание электронных оболочек за счет многоэлектронных эффектов, проявляется как эффективное уменьшение параметров Рака (*B, C*) при переходе от свободного иона к иону, встроенному в кристаллическую решетку [3]. Качественно данную тенденцию можно объяснить уменьшением отталкивания между электронами при расплывании оболочки. Основной упор в работе сделан на ионы V^{3+} и Fe^{2+}, так как именно для этих ионов уверенно регистрируются оптические переходы позволяющие не только определить величину кристаллического поля (Dq), но и рассчитать параметры Рака (B, C). Сделанный выбор матриц определяется как прикладной значимостью соответствующих систем, так и возможностью проследить величину нефелоксетического эффекта в зависимости от величины кристаллического поля, связанного, в том числе, с долей ионной связи. Для получения экспериментальных двнных о тонкой структуре внутрицентровых переходов используются измерения низкотемпертурной (5К) фотолюминесценции. Определение параметров Рака осуществляется с помощью расчетов в рамках теории кристаллического поля.

В последнее время для количественного описания нефелоксетического эффекта в материалах с октаэдрической или тетраэдрической симметрией используется параметр [4]

$$\beta_1 = \sqrt{(\frac{B}{B_0})^2 + (\frac{C}{C_0})^2}$$

где B, C — параметры Рака для иона в кристаллической решетке, а B_0, C_0 — параметры Рака для свободного иона. Считается, что при $\beta_1 \sim \sqrt{2}$ роль нефелоксетического эффекта второстепенна и становится существенной, если β_1 заметно меньше единицы [5]. Нами установлено, что β_1 монотонно возрастает в ряду CdTe → ZnTe → ZnSe → TiO_2. В данном ряду TiO_2 представляет собой удобную модельную систему с малой длиной связи и большой величиной кристаллического поля. Также, на основе измерений спектров низкотемпературной фотолюминесценции и полученных с её помощью новых данных о тонкой структуре линий внутрицентровых переходов были уточнены/определены значения параметров Рака для ионов Fe^{2+} и V^{3+} в матрицах ZnSe, ZnTe и CdTe.

[1] A. E. Dormidonov et al., Appl. Phys. B 122, 1 (2016).
[2] Y. Wang, T. T. Fernandez et al., Opt. Express 25, 25193 (2017).
[3] K. Li, H. Lian, R. Van Deun, and M. G. Brik, Dyes Pigm. 162, 214 (2019).
[4] G. Racah, Phys. Rev. 62, 438 (1942).
[5] M. G. Brik and N. M. Avram, J. Phys. Chem. Solids 67, 1599 (2006).

Особенности радиационной стойкости широкозонных полупроводников SiC, GaN, Ga_2O_3

А.А. Лебедев[1], Д.А. Бауман[2], К.С. Давыдовская[1], В.В. Козловский[3], М.Е. Левинштейн[1], А.Е. Николаев[1], А.М. Стрельчук[1].

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Россия, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26*

[2]*Университет ИТМО, Россия, 197101 Санкт-Петербург, Кронверкский пр. 49*

[3]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29*

К широкозонным полупроводникам (ШП) относят материалы с величиной запрещенной зоны E_g > (2,5 – 3.0) эВ. Приборы на основе ШП превосходят кремний по критической напряженности электрического поля и предельным рабочим температурам, что делает их перспективными материалами для создания нового поколения приборов силовой электроники. В то же время радиационная стойкость указанных материалов к началу настоящей работы не была подробно исследована.

В настоящей работе проведено исследование радиационной стойкости трех широкозонных полупроводников – SiC, GaN и β-Ga_2O_3. Облучение проводилось электронами с энергией 0,9 МэВ и протонами с энергиями 8 и 15 МэВ. Температуры облучения изменялись в диапазоне 300–600 К. В исходных образцах, а также после каждой дозы облучения проводилось измерение вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик. На основе полученных данных определялась скорость удаления носителей (V_d), равная разности концентраций нескомпенсированных доноров до и после облучения, деленной на дозу облучения. Параметры образовавшихся радиационных дефектов определялись методом DLTS.

Были определены следующие общие закономерности в процессе радиационной компенсации исследуемых материалов [1-3]:

1. Обнаружена линейная зависимость уменьшения концентрации нескомпенсированных доноров от дозы облучения. Это показывает, что основным механизмом радиационной компенсации является переход электронов из зоны проводимости на образующиеся глубокие акцепторы.

2. Было также обнаружено, что скорость удаления носителей во всех материалах уменьшается с увеличением температуры облучения. При увеличении температуры облучения до ~ 600 К величина V_d уменьшается приблизительно на порядок. Это очевидно связано с тем, что с повышением температуры увеличивается подвижность первичных радиационных дефектов и происходит их частичная рекомбинация.

3. При облучении ШП происходит образование достаточно глубоких радиационных дефектов ($E_i \geq$ 1эВ), которые могут дать вклад в компенсацию образца, но не проявляются при емкостных измерениях при комнатной температуре.

4. Проведенные расчеты по программе TRIM показали, что при облучении протонами в этих материалах большая часть вакансий создается не непосредственно протонами, а атомами отдачи, образующихся в каскадах смещений. Поэтому процессы компенсации проводимости будут определятся глубокими центрами, созданными не первично выбитыми атомами, а атомами отдачи, образовавшимися в каскадах смещений.

[1] В.В., Козловский и др. Поверхность, синхротронные и нейтронные исследования, 63 (2023).

[2] А.А. Лебедев и др. ФТП, ***59*** *227 (2025)*

[3] A.A. Lebedev. Radiation Effects in Silicon Carbide //Materials Research Forum, Millersville, USA, (2017).

Влияние облучения электронами высокой дозой и последующего отжига на вольт-амперные характеристики диодов Шоттки на основе карбида кремния

А.М. Стрельчук[1], В.В. Козловский[2], **А.А. Лебедев[1]**

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия*

[2]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия*

Ранее было исследовано влияние облучения электронами с энергией 0,9 МэВ и последующего изохронного отжига на вольт-амперные характеристики выпрямительных диодов на основе 4H-SiC при малых дозах облучения (~10^{16} см$^{-2}$) и относительно небольших значениях последовательного сопротивления R_s (10^2 - 10^4 Ом) [1]. В частности было установлено, что, начиная с температур ≥200°C, наблюдается отжиг дефектов, который выражается в снижении R_s при комнатной температуре до значений, предшествующих облучению. Однако энергия активации, характеризующая уменьшение Rs, характеризуется значительным разбросом (1-3.4 эВ), который может свидетельствовать о нескольких механизмах отжига [2]. Настоящая работа продолжает исследование прямых и обратных вольт-амперных характеристик коммерческих выпрямительных диодов Шоттки на основе карбида кремния (4*H*-SiC, уровень легирования базового слоя (~4x10^{15} см$^{-3}$) при электронном облучении (энергия электронов 0.9 МэВ) до более высоких доз (~10^{17} см$^{-2}$). Как и ранее, установлено, что наиболее чувствительным к облучению и определяющим радиационную стойкость параметром является последовательное сопротивление диодов, растущее до ~ 10^7 Ом при дозе ~10^{17} см$^{-2}$ (пороговая доза D_{th} ~2x 10^{16} см$^{-2}$) (Рис.1). Обсуждается эффект снижения R_s в результате отжига.

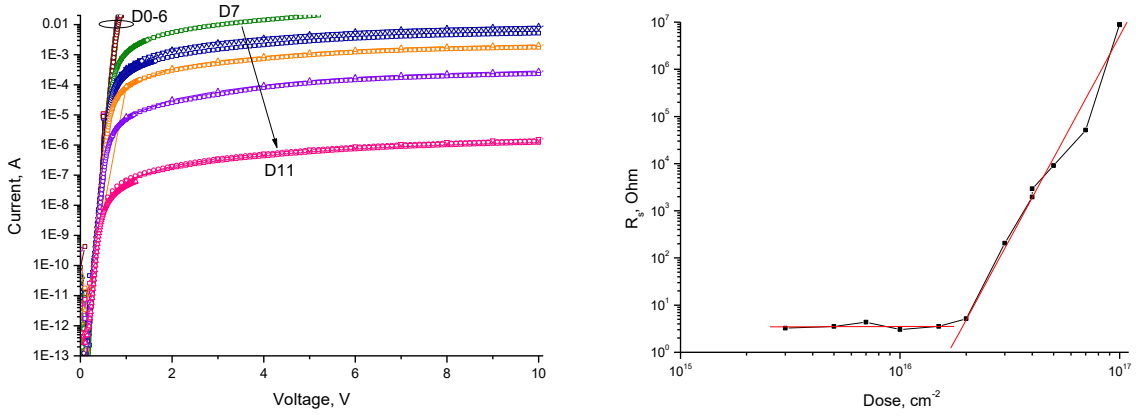


Рис. 1. Прямые вольт-амперные характеристики (a) и зависимость последовательного дифференциального сопротивления R_d от дозы (b) при комнатной температуре диода Шоттки до облучения (D0) и после облучения электронами с энергией 0.9МэВ дозой от 3 10^{15} (D1) до 10^{17} (D11).

[1] A. M. Strel'chuk, V. V. Kozlovski, and G. A. Oganesyan, Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques, 18, Suppl. 1, S321 (2024).

[2] В.Н. Брудный, В.В.Пешев, А.П.Суржиков, Радиационное дефектообразование в электрических полях, Новосибирск, Наука (2001).

Исследование люминесцентных и рекомбинационных характеристик границ зерен в CVD-ZnSe

Калинушкин В.П.[1], Уваров О.В.[1], **Миронов С.А.[1]**, Гладилин А.А.[1], Юрьев В.А.[1], Ильичев Н,Н.[1], Гаврищук Е.Е.[2], Иконников В.Б.[2], Савин Д.В.[2], Курашкин С.В.[2]

[1]Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991 ГСП-1, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38

[2]Институт химии высокочистых веществ РАН им. Г. Г. Девятых, г. Нижний Новгород, Россия

В работе сообщается о результатах исследования с помощью двухфотонной конфокальной микроскопии (ДФКМ) люминесцентных и рекомбинационных характеристик границ зерен в исходном, легированными с помощью высокотемпературной диффузии железом, хромом, алюминием и медью в различных атмосферах. Также исследовалось влияние термообработок в атмосферах аргона, цинка и селена при температуре порядка 1000 °С на эти характеристики. Используемая в данной работе ДФКМ позволяет исследовать люминесцентные и рекомбинационные характеристики непосредственно в объеме полупроводников [1, 2] с пространственным разрешением несколько мкм. Это позволяет исключить влияние на них поверхности кристаллов. В работе сообщается о размерах и структуре примесных атмосфер вокруг границ зерен, влиянии на эти факторы примесей и атмосферы термообработок. Детально исследуются спектры люминесценции этих объектов и влиянии на них процессов легирования и отжигов. Дается информация о скоростях рекомбинации неравновесных носителей в примесных атмосферах и на самих границах зерен. Оценивается увеличение скорости диффузии различных точечных дефектов по границам зерен по сравнению с основным объемом кристаллов. Исследуется влияние поверхности образцов на люминесцентные и рекомбинационные характеристики границ зерен.

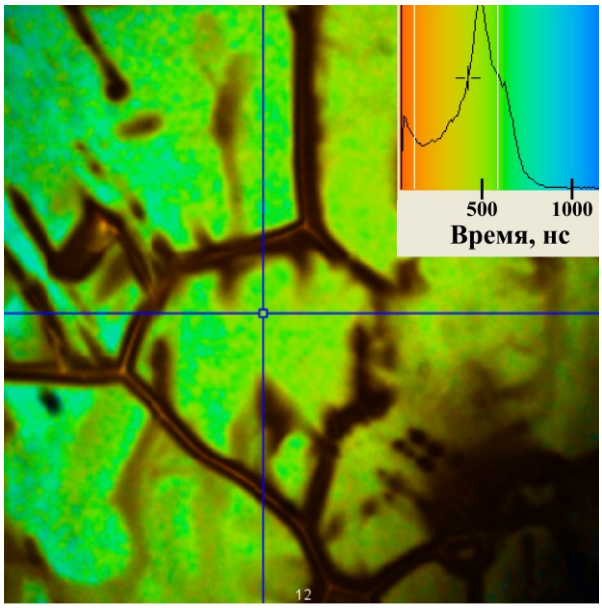


Рис. 1. Карта времени жизни носителей тока



Рис. 2. Плоская карта люминесценции образца ZnSe:Fe

[1] В.П. Калинушкин, О.В. Уваров. ЖТФ. 86 (12), 119 – 123, (2016).

[2] В.П.Калинушкин, О.В.Уваров Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 11, с. 774 – 779

Легированные индием широкозонные слои HgCdTe и кристаллическое состояние структуры

С.А. Дворецкий[1*], **Н.Н. Михайлов[1]**, В.С. Варавин[1], В.Г. Ремесник[1], М.Ф. Ступак[2], С.Н. Макаров[2], А.Г. Елесин[2]

[1]*Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова,*
[2]*Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН,*

Широкозонные слои HgCdTe с составами более 0.5 молярных долей занимают активную нишу их применений при создании лазерных, квантовых и nBn структур в качестве волноводов и барьеров. Легирование таких слоев донорными примесями до различных концентраций обеспечивает управление при формировании p-n переходов для электрической накачки лазеров и концентрацией 2D носителей в квантовых ямах. Проведено выращивание широкозонных слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с составами x=0.71-0.72 методом молекулярно-лучевой при ~180 ^{0}C на темплейтах (113)CdTe/ZnTe/GaAs, полученных в едином процессе с ростом HgCdTe, с легированием индием в процессе роста на СВВ установке (УНУ 353512) «Обь-М». Контроль состава и толщины проводилось эллипсометрическим методом in situ и по спектрам пропускания ex situ. Измерения концентрации и подвижности проводилось методом Ван-дер-Пау при 77 К и В=0.05 Гс. Для формирования контактов на поверхности широкозонного слоя проводилось выращивание слоя HgTe толщиной ~ 230 нм. Методом измерения сигналов генерации второй гармоники (ГВГ) проводилось измерение остаточных напряжений по площади фрагментов полученных структур. В Таблице 1 приведены параметры выращенных широкозонных слоев HgCdTe.

Таблица 1. Параметры широкозонных структур КРТ

Шифр образца	Примесь	Концентрация примеси, см-3	Состав, x, мол. дол.	Толщина, мкм	Концентрация электронов, n_{77}, $см^{-3}$	Подвижность μ_{77}, $см^2/Вс$
1222	Нет	нелег.	0,72	3,03	-	-
1224	индий	$1,1\cdot10^{16}$	0,71	3,01	$1,9\cdot10^{16}$	1240
1223	индий	$5,4\cdot10^{17}$	0,71	3,08	$3,7\cdot10^{17}$	530
1227	индий	$4,3\cdot10^{18}$	0,72	3,01	$1,5\cdot10^{18}$	480

Легированные образцы показали n-тип проводимости. Концентрация основных носителей легированных индием слоев HgCdTe изменяется практически на 2 порядка и лежит в интервале ~$(2\text{-}20)\times10^{16}$ $см^{-3}$. Подвижность имеет монотонную зависимость и увеличивается с ростом уровня легирования, выходит на постоянный уровень при n_{77}~4×10^{17} $см^{-3}$ и незначительно понижается при $n_{77}>10^{18}$ $см^{-3}$, что, связано с ухудшением морфологии, наблюдаемое по заметному уменьшению эллипсометрического параметра D и, возможно, кристаллического совершенства.

По измерениям азимутальной зависимости амплитуды сигналов ГВГ и с помощью нуль метода на основе фазового синхронизма наблюдается повышение остаточной деформации широкозонных слоев в 2-3 раза и ее неоднородное распределение по площади поверхности при концентрации индия более $5^{\times}10^{17}$ $см^{-3}$. Это свидетельствует об ухудшении кристаллической структуры, что также подтверждает изменение механизма вхождения индия в кристаллическую решетку. Оценка величины остаточных напряжений составила ~ 5 МПа и ~ 12 МПа для образцов с концентрацией индия менее $5^{\times}10^{17}$ $см^{-3}$ и более этого значения, соответственно. В образцах с толщинами меньше критической толщины псевдоморфного слоя, типичных для КЯ, на основе полученных данных напряжения составят ~ 150 Мпа.

Работа поддержана при финансовом обеспечении в рамках Госзадания Минобрнауки РФ № FWGW-2025-0008 и №1023031400007-9-1.3.6-1.3.6.

Спектроскопия возбужденных состояний Tm^{3+} в матрице SnS_2

Николаев С. Н.[1], Екимов Е. А.[1,2], Усманов И. И.[1], Зазымкина Д. А.[1], Чернопицский М. А.[1], Кривобок В. С.[1]

[1]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский просп. 53*
[2]*ИФВД РАН, 108840, г.Москва, г.Троицк, Калужское шоссе, стр. 14*

Важной задачей физики конденсированного состояния является развитие функциональных возможностей слоистых полупроводников для последующего приборного применения. Одним из ключевых этапов такой функционализации является легирование слоистых материалов примесями, в том числе оптически активными, для создания источников и детекторов излучения. В рамках данной работы были исследованы оптические свойства центра Tm3+ в матрице SnS2.

Образцы SnS2:Tm были синтезированы при давлении 8-9 ГПа и температуре 1600 °C. Такой метод синтеза (HPHT) позволяет повысить растворимость примеси Tm в полупроводниковом материале. Проведенный по методу Ритвельда анализ дифрактограмм полученных поликристаллов позволил подтвердить наличие в них фазы 1T-SnS2 с параметрами решетки, совпадающими с литературными значениями (a = b = 3.6490(7) Å, c = 5.8967(11) Å)

Ранее нами были обнаружены полосы люминесценции Tm^{3+} в области 12000 и 14000 $см^{-1}$, соответствующие оптически переходам из возбужденных термов $^3F_2$ ($^3F_3$) и $^3H_4$ в основной терм $^3H_6$ [1]. Богатая структура этих полос излучения при низкой температуре была связана с расщеплением основного терма Tm^{3+} кристаллическим полем на 9 состояний в соответствии с представлениями группы симметрии D_{3d}. Основной задачей данный работы было исследование структуры уровней возбужденных термов Tm^{3+}.

Первый подход к определению влияния кристаллического поля на энергетический спектр термов $^3F_2$ ($^3F_2$) и $^3H_4$ заключался в исследовании температурной зависимости описанных ранее полос излучения в области 12000 и 14000 $см^{-1}$. На основе температурной зависимости интенсивности люминесценции всех зарегистрированных линий излучения были определить характерные энергии активации возбужденных состояний. Это позволило определить не только энергетический спектр термов $^3F_2$ и $^3H_4$, но и представления группы симметрии, по которым они преобразуются.

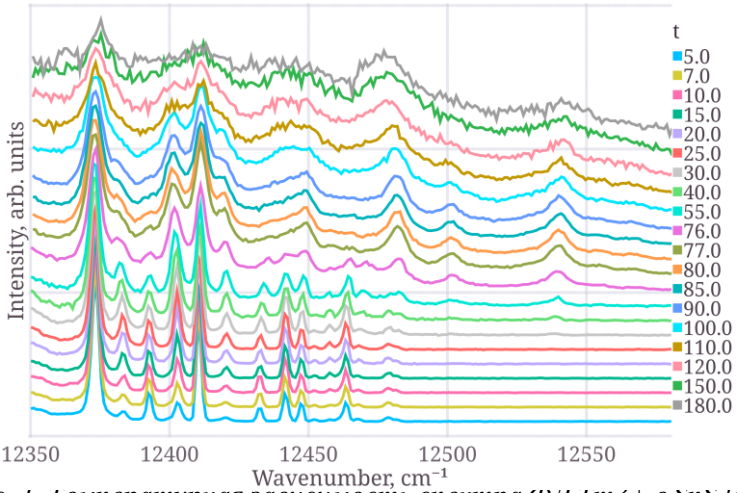


Рис. 1. Температурная зависимость спектра ФЛ Tm3+ в SnS2в области оптических переходов $^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$

Дополнительная информация об электронном спектре возбужденных термов Tm^{3+} в SnS_2 была получена на основе спектров ФЛ в области 6000-8500 см-1 (1100-1600 нм), связанных с переходами $^3F_{2,3} \rightarrow {}^3F_4$, $^3H_5 \rightarrow {}^3H_6$, $^3H_4 \rightarrow {}^3F_4$, $^3F_3 \rightarrow {}^3H_5$ в Tm^{3+}.

Таким образом было определено влияние кристаллического поля на энергетический спектр вышележащих термов Tm^{3+} в SnS_2.

[1] I. I. Usmanov et al., APL Mater. 13, 091106 (2025)

Оптические и электрические свойства структур GaN:Mg, выращенных методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии

Осинных И. В.[1, 2], Малин Т. В.[1], Милахин Д. С.[1,3], Александров И.А.[1], Протасов Д.Ю.[1,3]

[1]*Институт физики полупроводников имени Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13*

[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1*

[3]*Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, д. 20*

Создание слоёв p-типа проводимости на основе GaN является одной из ключевых задач при разработке оптоэлектронных и силовых устройств на базе III-нитридов. Несмотря на широкое использование Mg в качестве акцепторной примеси, уровень дырочной проводимости часто ограничивается компенсацией донороподобными дефектами, такими как вакансии азота (V_N) и остаточные примеси (O). В данной работе исследовано влияние уровня легирования Mg на оптические и электрические свойства слоев GaN толщиной 250 нм, выращенных методом аммиачной МЛЭ на установке Riber Compact21-NH_3 на двухдюймовых подложках Al_2O_3. Поток (BEP, англ. beam equivalent pressure) Mg варьировался в пределах (1… 4.5)×10^{-10} Торр. Концентрация дырок определялась методом Холла и достигала значений до 2×10^{18} $см^{-3}$ при потоке Mg выше 3.0×10^{-10} Торр. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) использовалась четвёртая гармоника Nd:YAG лазера (длина волны λ=266 нм, мощность на образце P≈12 мВт). Спектры ФЛ регистрировались при комнатной температуре.

В спектрах ФЛ выделяются четыре основные полосы по энергетическому положению (E): жёлтая (YL) при E_1 ≈2.2 эВ, синяя (BL) при E_2 ≈2.8 эВ, ультрафиолетовая (UVL) при E_3 ≈ 3.2 эВ и краевая полоса (NBE) при E_4 ≈3.46 эВ. NBE и YL полосы связаны с межзонной рекомбинацией и рекомбинацией электронов через уровни глубоких дефектов (V_{Ga} или C_N), соответственно, тогда как полосы BL и UVL обусловлены переходами с участием Mg-акцепторов: BL-полоса связывается с рекомбинацией электронов через уровни комплексов Mg_{Ga} – V_N, UVL-полоса обусловлена переходами с рекомбинацией электронов через уровни Mg_{Ga} и/или рекомбинацией мелкий донор → Mg_{Ga}. Наблюдается сдвиг максимума краевой полосы ФЛ около 40 мэВ в сторону высоких энергий по сравнению с объемным GaN, который свидетельствует о биаксиальных сжимающих напряжениях в слое GaN:Mg.

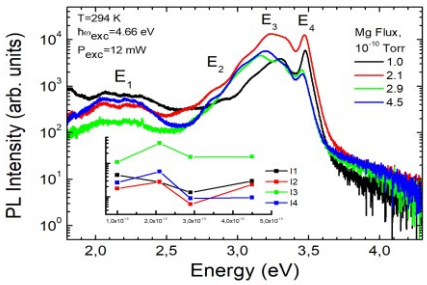


Рис. 1. Спектры ФЛ слоев GaN:Mg при комнатной температуре. На вставке изображены зависимости интенсивности полос ФЛ от потока Mg.

Интенсивности полос ФЛ немонотонно зависят от потока Mg, что отражает конкуренцию между излучательными и безызлучательными каналами рекомбинации. При умеренном легировании усиление NBE, UVL и BL полос связано с увеличением концентрации электрически активных акцепторов MgGa, тогда как при высоких потоках Mg снижение интенсивности NBE, UVL и BL полос обусловлено формированием компенсирующих и безызлучательных центров рекомбинации. В целом, появление p-типа проводимости и эволюция спектров ФЛ определяются изменением концентрации активных акцепторов MgGa и степенью их компенсации донорными дефектами.

Работа выполнена в рамках государственного задания FWGW-2025-0025 «Наногетероэпитаксиальные структуры на основе нитрида галлия для твердотельной СВЧ и силовой электроники».

Высокотемпературные методы формирования одноэлектронных структур в слое легированного бором кремния

Панкратов С.А.[1], Кусакина Д.Д.[1], Трифонов А.С.[1], Шорохов В.В.[1], Крупенин В.А.[1], Преснов Д.Е.[1]

[1]МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, г. Москва, тер. Ленинские Горы, д. 1, стр. 2

Дальнейшее развитие классической электроники за счет миниатюризации компонентов и уплотнения их упаковки на чипе сталкивается с фундаментальными и технологическими трудностями. В связи с этим актуальна разработка принципиально новых компактных, энергоэффективных устройств и методов их изготовления. Например, такими устройствами являются резервуарные сети на основе примесных атомов в кремнии, в которых одноэлектронный перенос заряда устанавливается при определенных значениях концентрации примесей, которая достигается за счет подбора дозы имплантации или удаления высоколегированных слоев кремния [1-2]. В настоящей работе рассмотрены оригинальные высокотемпературные методы формирования одноэлектронных структур с множеством зарядовых центров за счет окисления легированного приборного слоя кремния пластины кремний на изоляторе (КНИ) и/или контролируемой диффузии примесей в нелегированные области образца.

Экспериментальные структуры были сформированы в приборном слое КНИ с помощью процессов ионной имплантации, литографии, реактивно-ионного травления и представляли собой нанопровода шириной 170 нм, длиной 220 нм и толщиной 45 нм, накрытые через диэлектрический слой управляющим затвором и соединенные с легированными до вырождения подводящими электродами. Первый способ изготовления одноэлектронных структур опирался на окисление легированного бором кремниевого нанопровода, что приводило к уменьшению концентрации электроактивных ионов бора и утоньшению транспортного канала нанопровода. Во втором способе, в результате высокотемпературных процессов быстрого термического отжига и термического окисления, активировалась диффузия примесей из высоколегированных электродов в изначально нелегированную область нанопровода.

Исследование транспорта носителей заряда в экспериментальных структурах проводилось в вакууме при температуре 2,4 К. Изготовленные с помощью рассматриваемых способов устройства демонстрировали нелинейные вольтамперные характеристики с характерными участками кулоновских блокад, сохраняющихся вплоть до температуры порядка 15 К. Ширина блокадных участков и величина транспортного тока управлялись с помощью потенциала затвора. Характеристики устройств оказались стабильными к термоциклированию и длительному (до полугода) хранению в атмосферных условиях.

Преимуществом предложенных методов для формирования резервуарных сетей по сравнению с работами [1-3] является возможность создания дополнительного затвора для настройки параметров сети благодаря поверхностному диэлектрическому слою, который также предохраняет активную область сети с примесными центрами от взаимодействия с окружающей средой, предотвращая изменения ее параметров и возможную деградацию.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. В работе использовалось оборудование Учебно-методического центра литографии и микроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова. Панкратов С.А. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] D.E. Presnov et al., //Journal of Applied Physics, 123, 054503 (2018)
[2] A.S. Andreeva et al., Moscow University Physics Bulletin, 80, 277 (2025).

Магнитное управление пропусканием света в кристаллах фосфида галлия

Скворцова А.А.[1], Каленков С.Г.[1]

[1]*Московский политехнический университет, 107023, г. Москва, ул. Большая Семеновская, д.38*

Интерес к полупроводникам и полупроводниковым соединениям (включая монокристаллы фосфид галлия) был высок всегда. В последние же годы также увеличился интерес к его оптическим свойствам полупроводников, и поиску методов управления ими. Ранее нами [1,2] были получены данные по влиянию постоянного магнитного поля (МП) на люминесценцию легированных монокристаллов GaP(Zn,O,N). Было установлено, что МП-экспозиция влияет на состояние магниточувсвительных комплексов (на основе легирующей примеси), что связывается нами со спин-зависимыми реакциями в подсистеме структурных дефектов. Однако, является ли люминесценция единственными параметром, на который влияет МП?

Поэтому целью данной работы было определение влияния внешнего МП на коэффициенты поглощения GaP:(Zn,N,O). Объектом исследования была пластина p-GaP диаметром 30 мм и толщиной 0,33 мм. Источником постоянного МП служили неодимовые магниты (B<0,85 Тл). Оптическая плотность регистрировалась с помощью спектрофотометров Shimadzu UV-1280.

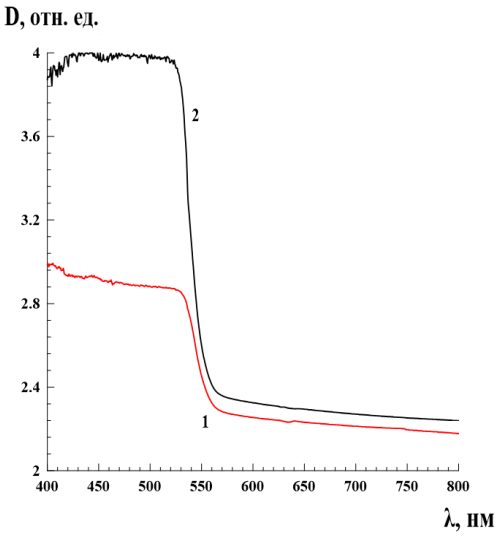


Рис. 1. Зависимость оптической плотности D от длины волны λ: 1 – до МП, 2- после МП

В ходе эксперимента были получены спектры, представленные на рис.1. Нетрудно видеть, что предварительная экспозиция кристаллов в постоянном МП в течении 20 минут при комнатной температуре влияет на оптическую плотность образцов. Исходные данные, представленные рис.1 в виде зависимости оптической плотности D от длины волны λ. Для определения коэффициента пропускания был использован закон Бургера-Ламберта-Бера:

$$D = \lg\left(\frac{I_0}{I}\right) = \alpha \cdot l\,,$$

где D - оптическая плотность; I_0 - интенсивность падающего излучения; I - интенсивность излучения, прошедшего через образец; α - коэффициент пропускания; l - толщина образца.

Таким образом, экспериментально было обнаружено, что экспозиция легированных кристаллов фосфида галлия в постоянном МП приводит к увеличению коэффициента пропускания в ~2.3 раза.

Полученные результаты полностью согласуются с данными работ [1,2] о влиянии предварительной МП-экспозиции на оптические свойствами фосфида галлия, что открывает возможность к разработке дополнительных методов управления оптическими свойствами полупроводника.

[1] Волкова Л.В., Каленков С.Г., Скворцова и др., Письма в ЖТФ, 51, 17 (2025).
[2] Скворцова А.А., Волкова Л.В. и др., Оптический журнал, 92, 50 (2025).

Оптическая регистрация кросс-релаксации примесных центров в алмазе

Скоморохов А.М.[1], Гурин А.С.[1], Крамущенко Д.Д.[1], Баранов П.Г.[1], Бабунц Р.А.[1]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Россия, ул. Политехническая, д. 26*

NV-центры в алмазе широко используются в качестве датчиков магнитного поля и температуры, источников одиночных фотонов, а также рассматриваются как перспективная платформа для квантовой спинтроники. Чувствительность NV-центров к локальному спиновому окружению позволяет использовать их для изучения парамагнитных дефектов методом кросс-релаксации (КР) [1, 2].

В синтетических HPHT-алмазах с высокой концентрацией азота зависимость интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) от магнитного поля содержит ряд характерных сигналов, связанных с процессами КР (рис. 1 (a, b)). Эти сигналы возникают при совпадении частоты переходов двух спиновых систем. Группа линий вблизи 51 мТл обусловлена кросс-релаксацией между NV-центрами и центрами замещающего азота (P1). При 59 мТл наблюдается КР между двумя различно ориентированными NV-центрами [1]. Сигналы в области 102 мТл связаны с антипересечением уровней основного состояния (GSLAC) NV-центров.

Особый интерес представляет область вблизи 34 мТл. Ранее наблюдавшиеся здесь сигналы КР были отнесены к автокроссингу для NV-центров (autoNV) [3]. Однако из наших экспериментальных угловых зависимостей (рис. 1 (c, d)), полученных при вращении образца в кристаллографической плоскости (110), было впервые установлено, что данная группа сигналов содержит не только линию autoNV, но и линии кросс-релаксации между парами замещающих атомов азота (центры NOC4) и NV-центрами. Идентификация основана на расчёте частот переходов для NV-, P1- и NOC4-центров путём диагонализации соответствующих спиновых гамильтонианов: автокроссинг NV и кросс-релаксация NOC4–NV имеют принципиально различную зависимость положения линий от угла, что позволяет их надежно идентифицировать.

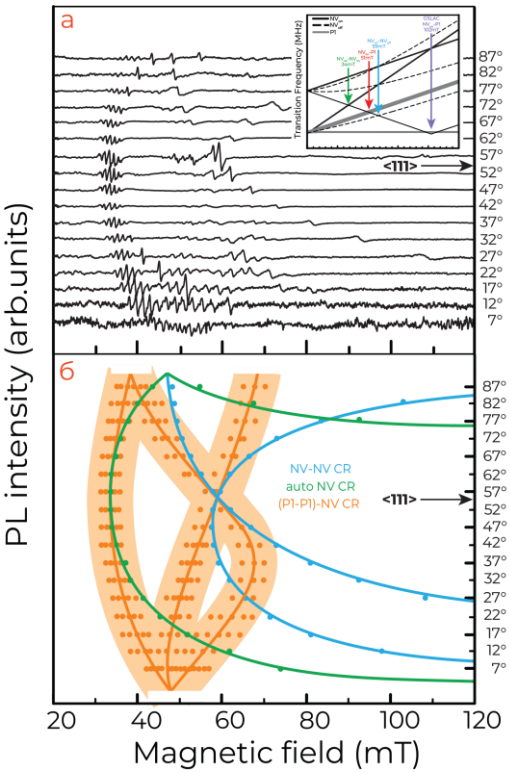


Рис. 1. (а, б) угловые зависимости КР между азотсодержащими центрами в плоскости вращения (110); точками представлены экспериментальные данные кросс-релаксации, кривыми изображены расчетные зависимости, полученные из диагонализации спиновых гамильтонианов. На вставке представлены энергии переходов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00152-П, https://rscf.ru/project/23-12-00152-П/

*[1] Jarmola A. et al., Physical Review Letters **108**, 19, 197601 (2012).*
*[2] Anishchik S.V., Ivanov K.L., Journal of Magnetic Resonance **305**, 67–76 (2019).*
*[3] Wunderlich R. et al., Journal of Applied Physics **130**, 12, 124901 (2021).*

Особенности фотолюминесценции нанотетраподов CdSe:Cu при взаимодействии с фотонными кристаллами

Лактаев И.Д.[1], Горкин Д.Н.[1], Свяховский С.Е.[1], Гварамия А.Г.[1], Дорофеев С.Г.[1], **Смирнов А.М.[1,2]**

[1] *МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, ул. Ленинские Горы 1-2*
[2] *ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7*

В работе исследованы фотолюминесценция (ФЛ) и резонансные нелинейные оптические свойства коллоидных нанотетраподов CdSe, легированных атомами меди, в том числе при их взаимодействии с пористыми фотонными кристаллами (ФК). Легирование нанотетраподов примесью меди с различной концентрацией приводит к формированию состояний в запрещённой зоне, что существенно влияет на процессы рекомбинации носителей заряда [1,2].

Установлено, что интенсивности двух полос ФЛ (узкой экситонной и широкой примесной, связанной с переходами через уровни меди) существенно зависит от концентрации меди и от интенсивности лазерного возбуждения. При увеличении концентрации примеси последовательно обнаружено увеличение вклада примесной ФЛ при одновременном подавлении экситонной ФЛ с последующим тушением примесной ФЛ при многократном увеличении концентрации легирования. Положение примесного пика практически не зависит от энергии возбуждения, что свидетельствует о единой природе локализованных состояний. По спектрам возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) были определены положения экситонных переходов, а также нескольких примесных энергетических переходов, по-видимому, положение которых определяется локализацией атомов меди (ядро или поверхность нанокристалла).

Для усиления примесной ФЛ нанокристаллы были помещены в поры фотонно-кристаллической структуры со сдвигом фазы. При взаимодействии излучения нанокристаллов с модами фотонного кристалла было обнаружено перераспределение плотности фотонных состояний и усиление излучения на краях фотонной запрещённой зоны и в области центральной моды (Рис. 1).

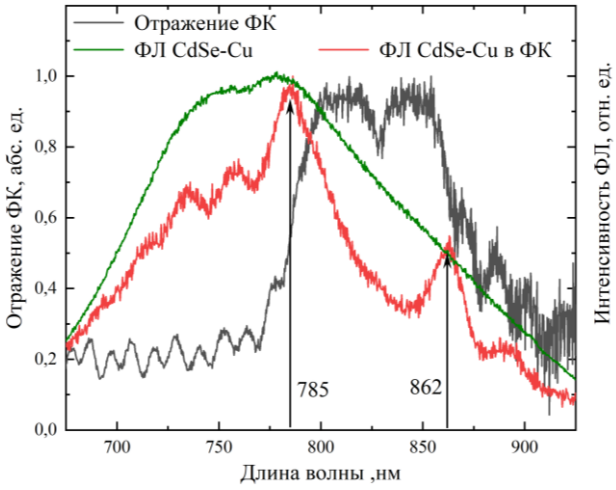


Рис. 1. Спектр отражения ФК (черная линия) и спектры ФЛ нанокристаллов на поверхности ФК (зеленая линия) и в порах ФК (красная линия).

Таким образом, показано, что комбинация легирования и фотонно-кристаллического окружения позволяет эффективно управлять линейными и нелинейными оптическими свойствами нанотетраподов CdSe, что открывает перспективы для их применения в фотонике, сенсорах и устройствах нелинейной оптики.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №.24-12-00020.

*[1] A.M. Smirnov et al., Journal of Luminescence **213**, 29 -35 (2019).*
*[2] A.M. Smirnov et al., J. Phys. Chem. C. **123**, 27986-27992 (2019).*
*[3] Laktaev I.D et al., Physica B: Condensed Matter,**727**, 418324 (2026).*

Ключевые аспекты диагностики монокристаллического алмаза с примесью бора в неравновесном и квазиравновесном режимах

Соломникова А.В.[1], Савченко Г.С.[1,2], Зубков В.И.[1], Аверкиев Н.С.[2]

[1] *СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, д. 5, 197022, Санкт-Петербург*
[2] *ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, 194021, Санкт-Петербург*

Легированный бором монокристаллический алмаз – выдающийся представитель сверхширокозонных полупроводников третьего поколения. Достижения последних лет в технологии роста объемных кристаллов и эпитаксиальных слоев переводят алмаз из объекта лабораторных исследований в практическую плоскость микроэлектронных применений. А набор уникальных оптических и электрофизических характеристик позволяют рассматривать его в качестве перспективного материала для изготовления активной области новых приборов микро-, нано-, опто- и силовой электроники с ранее недоступными свойствами. С точки зрения диагностики материала и предсказания его приборной работоспособности, фундаментальной особенностью монокристаллического алмаза с примесью бора является большая глубина залегания примеси (0.37 эВ) и ее малая (менее 1%) термическая ионизация при комнатной температуре в равновесных условиях. Более того, бор, создавая глубокий уровень в запрещенной зоне алмаза, в то же время выполняет функцию легирующей примеси (в отличие от обычных полупроводников, где легирование обеспечивается мелкой примесью). Поэтому для этого материала принципиально важным оказывается раздельное определение концентрации введенной примеси и достигнутой при рабочей температуре прибора концентрации свободных носителей заряда (дырок).

В работе представлены результаты комплексных электрофизических исследований высококачественных монокристаллических алмазных пластин размерами от 3x3 до 8x8 мм2, выращенных методом HPHT, содержащих как фоновую примесь бора, так и легированных in situ в диапазоне концентраций до 4·1019 см-3. В вольт-фарадных измерениях образцов, выполняемых в условиях, значительно отклоняющихся от равновесия, наблюдалась сильная частотная дисперсия емкости, в связи с чем регистрируемая концентрация дырок изменялась на три порядка в зависимости от частоты тестового сигнала.

Энергия активации примеси бора определялась методом многочастотной температурной спектроскопии адмиттанса (неравновесный AC режим с барьером Шоттки) и из температурной зависимости сопротивления на постоянном токе (квазиравновесный DC режим с омическими контактами). При измерениях проводимости в DC режиме зарегистрировано уменьшение энергии активации дырок от 370 до 100 мэВ с увеличением концентрации бора от 1·1015 до 4·1019 см-3, что объясняется формированием квазинепрерывного спектра возбужденных состояний акцептора с ростом концентрации и смыканием его с потолком валентной зоны. Методом адмиттансной (AC) спектроскопии впервые обнаружено занижение энергии активации бора по сравнению с измерениями DC проводимости более чем на 25 мэВ, что объясняется проявлением эффекта Пула-Френкеля в неравновесных условиях адмиттансных измерений при наличии барьера Шоттки. Для сильнолегированных образцов с концентрациями ≥ 3·1018 см–3 впервые двумя методами зарегистрирован переход к прыжковому механизму проводимости по примесной зоне с энергией активации 10–20 мэВ. Высокотемпературная (наблюдаемая вплоть до 200 К) прыжковая проводимость является характерной особенностью сильнолегированного бором алмаза, при этом ранее она наблюдалась только методом температурно-зависимых измерений сопротивления образцов на постоянном токе. Предложен новый подход к описанию экспериментальных результатов частотно-зависимой адмиттансной спектроскопии в области прыжковой проводимости.

Исследование проводилось в рамках проекта № FSEE-2025-0007 (государственное задание Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-00003-24-00).

Исследование дислокационной структуры эпитаксиальных слоев Ge на Si (001) методами селективного травления и высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии

А.П. Василенко, А.С. Дерябин, А.В. Колесников, **А.И. Никифоров**, И.Д. Лошкарев, Л.В. Соколов, Е.С. Турцев, К.Б. Фрицлер, А.С. Шеховцов

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

В настоящее время активно развивается технология роста гетероструктур Ge/Si для формирования фотодетекторов для фотонных интегральных схем. Для создания фотоприёмных структур приборного качества необходимы пленки Ge/Si с низкой плотностью пронизывающих дислокаций на уровне менее $1\cdot10^8$ см$^{-2}$ [1,2]. Рост пленок Ge на кремниевой подложке стал одним из направлений, где востребован анализ дефектности в диапазоне плотностей ПД 10^4 - 10^9 см$^{-2}$.

Плотность пронизывающих дислокаций (ПД) – один из наиболее критических параметров полупроводниковых эпитаксиальных монокристаллических слоев. Он существенно влияет на электрофизические характеристики полупроводниковых приборов на основе таких слоев и их деградацию в процессе эксплуатации. Для определения плотности ПД применяются три основном метода: просвечивающая электронная микроскопия поперечного среза, структурно-чувствительное травление, рентгеновская дифрактометрия (РД).

Для уменьшения плотности пронизывающих дислокаций в эпитаксиальных слоях Ge на Si применяется комплекс технологических подходов. Широко используется двухстадийный метод, который был разработан для уменьшения плотности пронизывающих дислокаций при росте Ge на Si методом газофазной эпитаксии [3,4] и позже адаптирован для молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [5-7]. В [7] приведена модификация двухстадийного метода с применением буферных слоев SiGe, которая позволяет уменьшить рассогласование параметров решетки между Si и Ge и создать более благоприятные условия для послойного роста.

В настоящей работе представлены результаты исследования дислокационной структуры пленок Ge на подложке (001) Si, сформированных методом МЛЭ с использованием различных модификаций двухстадийной технологии роста. Для определения плотности пронизывающих дислокаций были использованы методы структурно-чувствительного травления и анализ данных рентгеновской дифракции. В зависимости от режима роста и послеростового отжига плотность пронизывающих дислокаций в образцах варьировалась от $5\cdot10^6$ см$^{-2}$ до 10^9 см$^{-2}$. Для большинства исследованных образцов наблюдается хорошее согласие между данными, полученными с помощью структурно -чувствительного травления и данными высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Обнаружено кардинальное влияние типа дислокаций несоответствия на точность определения плотности ПД методом РД.

[1] D. Benedikovic et al., Nanophotonics. ***10****, № 3, 1059–1079 (2020).*

[2] Piels M., Bowers J. E. Photodetectors (Second Edition) / Nabet B.Woodhead Publishing, 419 (2023).

[3] L. Colace et al., SOLID STATE PHENOMENA. ***54****, 55 (1997).*

[4] H.-C. Luan et al., Applied Physics Letters. ***75****, № 19, 2909 (1999).*

[5] M. Oehme et al., Thin Solid Films. ***517****, № 1, 137 (2008).*

[6] Д. Юрасов et al., Физика и техника полупроводников, ***49****, № 11, 1463 (2015).*

[7] А. Никифоров, и др., Автометрия. ***60****, № 4, 14–19 (2024).*

Секция 7

Высокочастотные явления в полупроводниках
(СВЧ и терагерцовый диапазоны).

Визуализация двумерных плазмонов при помощи пространственно-разрешенной методики оптического детектирования микроволнового поглощения

Андреев И.В.[1], Шинко И.С.[1,2], Казаков А.С.[1], Муравьев В.М.[1], Кукушкин И.В.[1]

[1]*ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2*
[2]*МФТИ (ГУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9*

На настоящий момент известно лишь несколько работ, посвященных прямой пространственно-разрешенной визуализации плазменных волн в двумерных электронных системах (ДЭС) [1-4] в полупроводниковых наноструктурах и атомно-тонких слоистых материалах. Работы [1-3] используют методику сканирующей ближнепольной оптической микроскопии, которая является технически достаточно сложной, а также инвазивной в том смысле, что используемый зонд возмущает электрическое поле плазменной волны. В работе [4] была использована методика оптического детектирования с одномерным пространственным разрешением, к сожалению, не получившая достаточного развития.

В данной работе предложена методика двухкоординатной пространственной визуализации двумерных плазмонов в высокоподвижной ДЭС в квантовой яме GaAs/AlGaAs при помощи оптического детектирования микроволнового поглощения с пространственным разрешением. Методика основана на высокой чувствительности формы линии рекомбинантной фотолюминесценции двумерных электронов в прямозонном полупроводнике GaAs к разогреву. Образец с двумерной электронной системой макроскопических (0.5 – 10 мм) размеров исследуется при T=10-20 K на криогенной зондовой станции, оснащённой СВЧ и оптическими зондами. СВЧ зонды позволяют подводить сигнал в диапазоне до 44 ГГц к копланарным портам на образце. Этот сигнал используется для возбуждения плазмонов в ДЭС при помощи копланарных линий или одиночных затворов. Одновременно с этим оптический зонд со 100 или 50-мкм световодом позволяет проводить локальную спектроскопию фотолюминесценции двумерных электронов в различных точках образца. При этом размер пятна сбора оптического сигнала определяется диаметром используемого световода и задает пространственное разрешение методики. Механическое пространственное сканирование вдоль поверхности образца позволяет строить двумерную карту разогрева, визуализирующую узлы и пучности плазменной волны в ДЭС. Одновременно при помощи СВЧ зондов можно проводить измерения S-параметров образца векторным анализатором цепей.

В докладе демонстрируются примеры использования данной методики на простых геометриях (например, успешная визуализация собственных мод различной симметрии в диске ДЭС диаметром 0.7 мм), обсуждаются вопросы улучшения пространственного разрешения данной методики и её потенциального применения к различным задачам, таким, как задачи плазмонной волновой оптики.

*[1] A. Y. Nikitin et al., Nature Photonics **10**, 239 (2016).*
*[2] J. Chen et al., Nature **487**, 77 (2012).*
*[3] X. Yang et al., Advanced materials **28**, 2931 (2016).*
*[4] I. Baskin et al., Phys. Rev. B **84**, 041305 (2011).*

Поперечные плазмон-поляритоны в поглощении двумерных электронных систем на диэлектрических подложках

Андреев И.В., Муравьев В.М., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2

Для описания коллективной динамики носителей заряда в плазме важна классификация плазменных мод по симметрии. Собственные моды в трехмерной плазме делятся на продольные и имеющие поперечную компоненту поля. Ранее в физике двумерных электронных систем (ДЭС) считалось, что все плазменные моды носят чисто продольный характер. Однако недавно в ДЭС на диэлектрических подложках конечной толщины были обнаружены моды другого типа – поперечные плазмон-поляритоны [1]. Они являются результатом гибридизации резонансов Фабри-Перо в подложке и циклотронного резонанса в ДЭС и отвечают колебаниям носителей заряда как целого при возбуждении нормально падающей плоской электромагнитной волной.

Точная теория поперечных плазмон-поляритонов в ДЭС в перпендикулярном магнитном поле построена для двух пределов: резонансы пропускания без тылового затвора [2] и резонансы поглощения с бесконечно проводящим тыловым затвором [3]. В работе [3] получено приближенное выражение для магнитодисперсии в низкочастотной области, где частота резонанса много меньше нижайшего резонанса Фабри-Перо. Эта магнитодисперсия линейна по полю, что авторы [3] описывают как перенормировку магнитодисперсии циклотронного резонанса.

Представляет интерес построить общую теорию поперечных плазмон-поляритонов для ДЭС на диэлектрической подложке с тыловым затвором произвольной проводимости. Такая общая теория позволит получить непрерывный переход между уже известными предельными случаями.

В данной работе получены точные выражения для коэффициентов отражения и поглощения циркулярно поляризованной волны в ДЭС на подложке с затвором, имеющим произвольное действительное значение проводимости в перпендикулярном поле. Коэффициент поглощения инвариантен относительно одновременного изменения частоты излучения и циклотронной частоты носителей на целое кратное частотного расстояния между модами Фабри-Перо. Это подтверждает, что резонансы можно рассматривать как циклотронный резонанс, модифицированный интерференцией в подложке.

Из анализа поглощения получены магнитодисперсионные зависимости для поперечных плазмон-поляритонов. Магнитодисперсия определяется двумя безразмерными параметрами, характеризующими силу плазмон-фотонного взаимодействия и граничное условие на тыловом затворе, определяющее дополнительный сдвиг фазы при интерференции Фабри-Перо. В низкочастотной области закон магнитодисперсии допускает линеаризацию (перенормировку циклотронной частоты). Одним из интересных результатов является то, что можно подобрать параметры так, чтобы наклон линеаризованной магнитодисперсии был сколь угодно большим или даже отрицательным – тогда резонанс наблюдается в «неправильной» циркулярной поляризации. В свете развития метаматериалов микроволнового и терагерцового диапазонов отметим, что полученные выражения допускают обобщение на случай и комплексной (но не зависящей от поля) проводимости затвора.

[1] A. Shuvaev et al., Phys. Rev. Lett. ***126****, 136801 (2021).*
[2] P. A. Gusikhin et al., // Phys. Rev. B ***102****, 121404 (2020).*
[3] A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, Phys. Rev. B ***103****, 125301 (2021).*

Плазмоны в низкоразмерных полупроводниках и сверхпроводниках: первое наблюдение плазменных волн в сверхпроводнике

Андреева С. А.[1,2], Щепетильников А. В.[2], Джикирба К. Р.[2], Гаврилов А. А.[2], Орлов О. В.[2], Соловьев В. В.[2], Кукушкин И. В.[2]

[1]*НИУ ВШЭ, 101000 Москва, Россия*
[2]*ИФТТ РАН им. Осипьяна, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Изучение свойств плазменных и магнитоплазменных возбуждений в низкоразмерных полупроводниковых электронных системах является эффективным инструментом, позволяющим измерять основные характеристики электронной системы. Вместе с тем, в сверхпроводящих электронных системах плазменные возбуждения не удавалось наблюдать вплоть до настоящего времени. Главной проблемой для обнаружения плазменных возбуждений в системе трехмерных сверхпроводящих электронов является очень большая (по сравнению с полупроводниковыми системами) электронная плотность, что приводит к большой частоте плазменных возбуждений, значительно превышающей сверхпроводящую щель. В этих условиях плазменные возбуждения оказываются сильно затухающими и их невозможно наблюдать. Поскольку в двумерных электронных системах спектр плазменных возбуждений является бесщелевым, то в этом случае плазменную частоту всегда можно уменьшить вплоть до нуля путем уменьшения волнового вектора возбуждений (например, с помощью увеличения размеров образца) и таким образом сделать плазменную частоту значительно меньшей, чем сверхпроводящая щель.

В настоящей работе в тонких пленках NbN впервые обнаружены двумерные плазменные волны в системе сверхпроводящих электронов и измерена их дисперсия. Мы использовали очень тонкие пленки NbN, в которых концентрация сверхпроводящих электронов была значительно уменьшена по сравнению с полной электронной плотностью. Образцы представляли собой квадратную сетку дисков из сверхпроводника на диэлектрической подложке. В этих условиях нами были обнаружены особенности резонансного пропускания ТГц излучения, которые зависели от размера электронной системы. Установлено, что эти резонансы исчезали при температурах выше критической (T_c). Кроме того показано, что по мере увеличения температуры вплоть до T_c наблюдался сдвиг резонансной частоты в сторону меньших частот (за счет уменьшения плотности сверхпроводящих электронов), а также наблюдалось значительное уширение резонансных особенностей. Измерена дисперсия плазменных возбуждений и показано, что плазменная частота линейно зависит от волнового вектора.

Также была исследована зависимость дисперсии плазмона от размера диска и периода решетки дисков. Полученные результаты сравнили с известным случаем двумерного магнитоплазмона в квантовой яме GaAs. Явно продемонстрировано, при каком соотношении между периодом и диаметром диска плазменная частота будет модифицирована вследствие междискового взаимодействия.

Интерпретация перехода в электрическом поле резонансного ТГц отражения от поглощения к усилению в сэндвичах с графеном и перспективы создания универсального ТГц лазера на сэндвичах

Андронов А.А.[1], Позднякова В.И.[1]

[1] *Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н.Новгород, Россия*

Проведены расчеты и обсуждения, объясняющие механизмы отражения ТГц излучения от высококачественных сэндвичей с графеном (покрытым слоями гексагонального нитрида бора), с полосковыми резонаторами, с электрическим полем и током в графене в эксперименте, проведенном Taiichi Otsuji и его коллегами [1,2]. При начальном росте поля ими обнаружено уменьшение частоты и подавление ТГц резонансов в полосках вплоть до их исчезновения, и возникновением резонансов, с ростом их частот и усилением в сильном поле. Мы демонстрируем, что в слабых полях подавление резонансов вызвано “дираковской” зависимостью скорости электронов от импульсов в графене и диффузионным разогревом электронов с ростом их температуры. Появление резонансов с усилением в сильном поле вызвано переходом к динамическому разогреву (стримингу) электронов в графене, когда основными процессами динамики электронов являются движение в электрическом поле и излучение оптических фононов. Наши расчеты показывают, что в этих условиях в графене возникают отрицательная ТГц проводимость (с частотами, зависящими от электрического поля) и положительная добавка к реальной части отклика графена с областью ее роста с частотой. Это приводит к наблюдаемому росту частот резонансов с полем и усилению на резонансах [2].

[1] S. Boubanga-Tombet, D. Yadav, W. Knap, V. Popov, and T. Otsuji, arXiv:1801.04518 (2018).

[2] S. Boubanga-Tombet, W. Knap, D. Yadav, A. Satou, D. B. But , V. V. Popov , I. V. Gorbenko, V. Kachorovskii , and T. Otsuji, , Phys. Rev. X 10, 031004 (2020).

[3] А. А. Андронов, В. И. Позднякова, Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 11, с. 774 – 780 (2026).

Разработка и демонстрация терагерцового графенового детектора на кремниевой волноводной платформе

Гайдученко И. А.[1], Титченко А. Н.[1], Титова М.И.[2], Попова О.Г.[3], Шеин К. В.[1], Титова Е.И.[2], Измайлов Р.И.[1], Гольцман Г. Н.[1], Бандурин Д. А.[3]

[1]*НИУ ВШЭ, 109028, г. Москва, Покровский бульвар, д. 11*
[2]*МФТИ, 141701, г. Долгопрудный, Московская обл., Институтский переулок, д.9*
[3]*Национальный университет Сингапура, 117575, Сингапур*

Терагерцовые (ТГц) технологии представляют собой активно развивающуюся область науки и техники с широким спектром потенциальных применений - от беспроводной связи 6 G и радиоастрономии до систем безопасности, спектроскопии и медицинской диагностики. Ключевой задачей в этой сфере является разработка эффективных решений для генерации, детектирования и манипуляции ТГц-излучением, и одним из перспективных направлений выступает интегральная фотоника ТГц-диапазона на основе фотонных интегральных схем (ФИС) [1]. Высокоомный кремний рассматривается как перспективная платформа для создания таких ФИС: на ней уже успешно реализованы эффективные волноводы с элементами ввода и вывода излучения, фазовые модуляторы, интерферометры и настраиваемые аттенюаторы. Однако создание активных элементов, в частности детекторов и источников, остаётся сложной задачей.

В качестве перспективного материала для решения этих проблем выступает графен, обладающий рядом преимуществ: он легко переносится на различные поверхности, а слабая электрон-фононная связь позволяет фотодетекторам на его основе работать при комнатной температуре. Графен уже показал свою эффективность в разработке ТГц-детекторов для свободного пространства [2], а также в создании ультрабыстрых фотодетекторов, интегрированных на волновод (с пропускной способностью до 100 Гбит/с) [3].

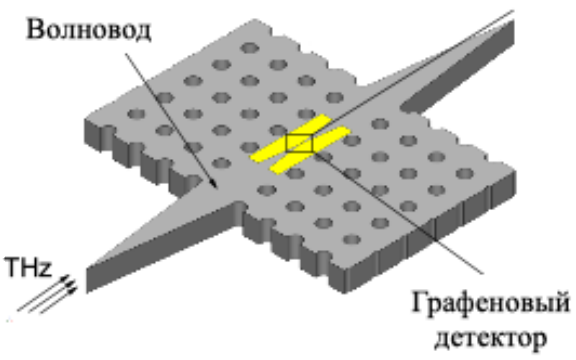


Рис. 1. Схематическое изображение терагерцового детектора на основе графена, интегрированного на кремниевый

В рамках данной работы был создан быстрый ТГц-графеновый детектор, интегрированный на кремниевый диэлектрический волновод и работающий при комнатной температуре (Рисунок 1). В основе его работы лежит сильный болометрический эффект в окрестности точки электронейтральности высококачественного графена. Экспериментально продемонстрированы следующие характеристики устройства: чувствительность составляет 20 В/Вт, а быстродействие достигает 1,8 ГГц - последнее ограничено линией съёма. Разработанный детектор подтверждает потенциал графена для создания эффективных активных элементов фотонных интегральных схем ТГц-диапазона. Дальнейшие перспективы улучшения характеристик детектора связаны с оптимизацией его конструкции: в частности, с внедрением затвора, согласованием импеданса и совершенствованием технологии интеграции графена на волновод.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ No 23-72-00014.

[1] W. Withayachumnankul et al., Advanced Optical Materials, 6(16), 1800401 (2018).
[2] I. Gayduchenko, et al., Nature communications, 12.1, 543 (2021).
[3] M. Ping, et al., ACS Photonics 6.1, 154-161 (2018).

Гибридизация магнонного с циклотронным и плазменным резонансами 2D электронного газа вблизи магнетика

Загороднев И.В.[1,2], Заболотных А.А.[1,2], Матвеев А.А.[1,2], Родионов Д.А.[1,2], Архипова О.Ю.[1,2], Калябин Д.В.[1,2], Сафин А.Р.[1,2], Никитов С.А.[1,2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7*
[2]*МФТИ, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9*

Коллективные колебания плотности заряда (плазмоны) в двумерных (2D) электронных системах являются фундаментальными возбуждениями, определяющими динамический отклик системы на внешние электромагнитные воздействия, так же как и спиновые волны (магноны) в магнетиках. И плазмоны и магноны рассматриваются в качестве активных элементов генераторов и детекторов микроволнового или терагерцового излучения. В последние несколько лет стала активна обсуждаться идея объединения (гибридизации) этих систем [1-4] с формированием связанных состояний плазмон-магнонов. В данной работе теоретически рассматриваются условия эффективной гибридизации и особенности дисперсии таких коллективных мод в двумерной электронной системе, расположенной на магнитной диэлектрической пленке.

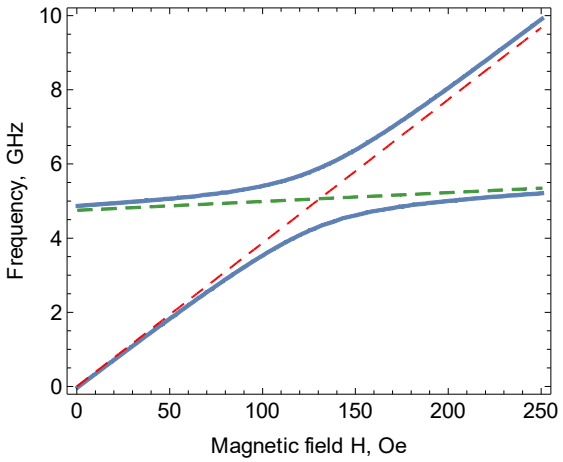


Рис. 1.Красной и зеленой пунктирными линиями обозначены невзаимодействующие циклотронный и ферромагнитный резонансы. Синими линиями обозначены частоты резонансов при пренебрежении затуханием для AlGaAs квантовой ямы с концентрацией носителей $7.5 \cdot 10^{11}$ $см^{-2}$ на пленке легированного висмутом тулиевого граната Bi:TmIG толщиной 20 мкм, частотой феромагнитного резонанса 1.7 ГГц. Пленка намагничена до насыщения 2700 Э перпендикулярно 2D газу.

Вначале рассмотрим микроволновый отклик на внешнее электромагнитное излучение, падающее по нормали на 2D электронную систему, расположенную на намагниченной до насыщения в перпендикулярном направлении диэлектрической ферромагнитной пленке, которая, в свою очередь, лежит на проводящем металле (затворе), при этом вся система помещена во внешнее постоянное магнитное поле [5]. Будет показано, что ферромагнитный резонанс пленки и циклотронный резонанс электронов 2D системы в магнитном поле взаимодействуют (через магнитное поле, создаваемое колебаниями заряда в 2D системе и прецессией намагниченности в пленке), что приводит к их расталкиванию («антикроссингу»), см. рис. 1. В области антикроссинга происходит не только модификация частот резонансов, по сравнению со случаем циклотронного резонанса в 2D системе без ферромагнитной подложки и ферромагнитного резонанса в пленке без 2D системы, но и существенное изменение ширин линий резонансов. Предполагается обобщить данные результаты на антиферромагнитные пленки.

Во второй части доклада будет обсуждаться гибридизация плазменного и магнонного резонансов в описанной выше системе.

[1] C. Finnigan, M. Kargarian, D.K. Efimkin, arXiv:2601.18995 (2026).
[2] H.Y. Yuan, Y.M. Blanter, H.Q. Lin, Phys. Rev. B 111, 024422 (2025).
[3] А.М. Пикалов, А.В. Дорофеенко, А.Б. Грановский, Письма в ЖЭТФ 113, 527 (2021).
[4] Y.V. Bludov, J.N. Gomes et al., 2D Mater. 6, 045003 (2019).
[5] А.А. Заболотных, И.В. Загороднев и др., Письма в ЖЭТФ 123, 293 (2026).

Отклонение высокочастотной проводимости кремния с водородоподобной примесью от универсальности

Ляшенко А.А.[1], Ормонт М.А.[2]

[1,2]МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1

Как известно, исследование частотных зависимостей проводимости может дать информацию об особенностях механизма переноса носителей заряда и о локальной структуре материала. Для аморфных и легированных полупроводников частотная зависимость проводимости хорошо описывается степенной зависимостью $\sigma(\omega)\sim\omega^s$; как правило, $0.5 < s < 1$. Степенная частотная зависимость проводимости обычно связывается с прыжковым транспортом носителей заряда по примесной зоне. В области высоких частот релаксационный (фононный) и резонансный (бесфононный) вклады имеют близкие ($s \approx 0.8$) частотные зависимости $Re\,\sigma^{rel}(\omega) \sim \tilde{r}_\omega{}^3\omega$ $(e^2/\kappa\tilde{r}_\omega > kT)$, $Re\,\sigma^{res}(\omega) \sim r_\omega^3\,\omega$ $(e^2/\kappa r_\omega > \hbar\omega > kT)$ [1], где $r_\omega = a\ln(\omega_c/\omega)$, $\tilde{r}_\omega = (a/2)\ln(\omega_{ph}/\omega)$ – оптимальные длины прыжка при резонансной и релаксационной проводимости, a – эффективный боровский радиус. В этой связи важную роль приобретают исследования отклонений $\sigma(\omega)$ от универсальности ($s \lesssim 1$). В Si:P [2], Si:B [3] при низких температурах ($T \approx 1$ К) в терагерцовой области частот с ростом частоты наблюдался переход (кроссовер) от почти линейной ($s \lesssim 1$) к квадратичной ($s \approx 2$) частотной зависимости вещественной части проводимости. При высоких частотах резонансный вклад в проводимость преобладает над релаксационным. Однако в рамках стандартных представлений о переменной длине прыжка r_ω теория резонансной проводимости не описывает поведение низкотемпературной проводимости в области кроссовера; кулоновское взаимодействие между электронами внутри резонансных пар играет основную роль $(e^2/\kappa r_\omega > \hbar\omega)$ и $Re\,\sigma^{res}(\omega) \sim \omega^s$ ($s \approx 1$). Согласно [4, 5] кроссовер от почти линейной к квадратичной частотной зависимости вещественной части низкотемпературной проводимости с ростом частоты может быть связан с переходом от проводимости с переменной длиной прыжка r_ω к проводимости с постоянной длиной прыжка $r_{opt} \approx 4a$ при $r_{opt} \approx r_\omega$ ($\omega_{opt} \approx 0.02\omega_c$); для Si:P $\omega_c\sim10^{13}$ рад/сек. Переход к $Re\,\sigma^{res}(\omega) \sim \omega^2$ с ростом частоты при $\hbar\omega > e^2/\kappa r_{opt}$ ($\omega > \omega_{cr}$, $\omega_{cr} \approx 0.1\omega_c$ – частота кроссовера) обусловливается тем, что кулоновским взаимодействием между электронами в парах с межцентровым расстоянием r_{opt} можно пренебречь. Для характерных значений параметров исследовавшихся экспериментально систем r_{opt} порядка $n^{-1/3}$; n – концентрация примеси.

В работе проведен расчет низкотемпературной высокочастотной резонансной проводимости неупорядоченного полупроводника в режиме переходов между ближайшими соседними центрами локализации в приближении некоррелированного (пуассоновского) беспорядка в распределении примеси. Показано, что в области высоких частот $\hbar\omega \gtrsim e^2/\kappa r_{opt}$ ($\omega \gtrsim \omega_{cr}\sim\omega_{opt}$) при переходах между ближайшими соседними центрами проводимость неупорядоченного полупроводника имеет частотную зависимость $Re\,\sigma(\omega) \approx Re\,\sigma^{res}(\omega)\sim\omega(\hbar\omega + e^2/\kappa r_{opt})$, согласующуюся с частотной зависимостью резонансной проводимости в режиме с постоянной, независящей от частоты, оптимальной длиной прыжка r_{opt}.

[1] A.L. Efros, B.I. Shklovskii. In: Electron-Electron Interactions in Disordered Systems / Eds A.L. Efros, M. Pollak. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam (1985). P. 409.

*[2] E. Helgren, N.P. Armitage, G. Grüner. Phys. Rev. Lett. **89**, 246601 (2002).*

*[3] M. Lee, M.L. Stutzmann. Phys. Rev. Lett. **87**, 056402 (2001).*

*[4] М.А. Ормонт, И.П. Звягин. ФТП **54**, 1, 36 (2020).*

*[5] М.А. Ормонт, Н.В. Валенко. ФТТ **65**, 7, 1244 (2023).*

Генератор импульсов на основе ультракоротких лазерных импульсов

Попов В.Г.[1,2,3], Самарин С.С.[2,4]

[1]*ЦНИПР, АО «ИнфоТеКС», ул. Отрадная 2Б с 1, Москва.*
[2]*МФТИ, Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московской обл.*
[3]*ФИТ, МУ им. С.Ю. Витте, 2-й Кожуховский проезд, д. 12, стр. 1, Москва, 115432*
[4]*ЦИФ, Сколтех, Большой бульвар д. 30, стр. 1, Москва 121205*

Бурное развитие информационных технологий выдвигает новые требования к компонентной базе современных компьютеров и новые требования к конфиденциальности цифровой информации. В связи с этим в 1984-м году была предложена технология квантового распределения ключей (КРК) [1]. Гарантией доверенной доставки ключа является тот факт, что информация кодируется в квантовых состояниях фотона, которые при внешнем воздействии могут измениться, что приведет к ошибкам при формировании симметричного ключа. Для надежного детектирования фотонов используются однофотонные детекторы (ОД). Параметры ОД существенно влияют на скорость выработки квантового ключа, допустимую дальность КРК. В частности, конечная дальность КРК зависит от темновых шумов ОД. Очевидно, если темп темновых срабатываний ОД сравнится с темпом прихода фотонов ожидать надежного КРК не приходится. Темп же темновых срабатываний в свою очередь определяется временем активации ОД, то есть временем нахождения ОД в режиме однофотонной чувствительности. Чем дольше ОД находится в состоянии с высокой чувствительностью, тем выше вероятность его ложного или темнового срабатывания и тем выше темп темновых отчетов [2]. Таким образом задача об уменьшении длительности активации ОД и соотвествующих фотонных импульсов приобретает не только фундаментальный, но и прикладной интерес.

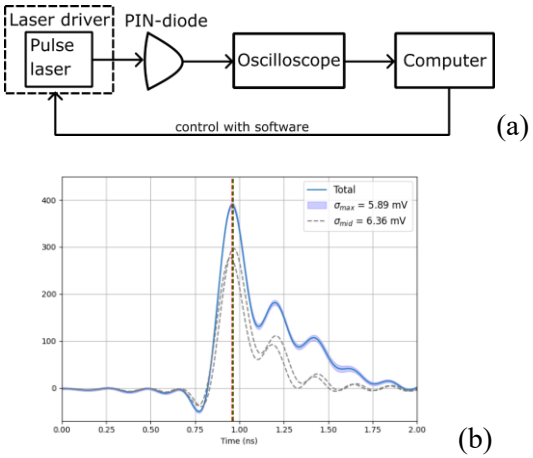


Рис. 1. Схема эксперимента (а) и осциллограммы отклика фотодетектора (б).

Для увеличения дальности предлагается схемотехническое решение модуля формирователя стробирующего импульса однофотонного детектора на основе высокочастотного генератора импульсов. Генератор предлагается реализовать на основе ультракоротких лазерных импульсов и высокочастотного p-i-n фотодетектора. На рисунке 1 (а) приведена схема с импульсным лазером и фотодетектором. Несмотря на большое время срабатывания детектора около 1 нс, при использовании длительности импульсов ниже 4 пс, был обнаружен отклик диода около 250 пс (см. оцилограммы на рис. 1 (б)). Подобное сокращения реакции фотодетектора видимо связано со спектральным уширением ультракоротких оптических импульсов.

[1] S. Pirandola, et al. Advances in Optics and Photonics, ***12****, 1012, arXiv:1906.01645 (2020).*
[2] Eisaman M. D., et al. Review of scientific instruments. ***82****, 071101 (2011).*

Управление межмодовым интервалом ТГц квантово-каскадного лазера путём инжекции СВЧ-сигнала в тракт питания лазера

Хабибуллин Р.А.[1, 2], **Пушкарёв С.С.**[1, 2], Иконников А.В.[1], Белов Д.А.[1], Глинский И.А.[1]

[1] *Московский физико-технический институт (МФТИ, Физтех), 141701, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9*

[2] *НИЦ «Курчатовский институт», 117105, Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5*

Лазеры с синхронизацией мод являются источниками ультракоротких световых импульсов, с одной стороны, и частотных гребёнок, с другой. Частотные гребёнки – это спектры, состоящие из узких эквидистантных линий, соответствующих монохроматичным колебаниям поля, фазово синхронизованным между собой. Сами спектральные линии лежат в оптической области, в то время как дистанция между соседними линиями относится к микроволновому диапазону. Микроволновые частоты поддаются гораздо более точному измерению, чем оптические, поэтому частотные гребёнки используются в качестве «линеек» для оптической спектроскопии [1]. Активная синхронизация мод в ТГц квантово-каскадных лазерах (ККЛ) может быть достигнута за счёт модуляции тока, протекающего через ККЛ, с частотой полного обхода резонатора импульсом ТГц-излучения f_{rt} [2].

В настоящей работе измерены спектры излучения непрерывных ТГц ККЛ с резонатором Фабри – Перо длиной 2.00 и 1.78 мм на двойном металлическом волноводе, напряжение питания которых было промодулировано синусоидальным СВЧ-сигналом в широком диапазоне частот: от 0.1 до 23.3 ГГц и мощностью от +10 до +20 дБм. Лазеры находились в вакуумном колпаке рефрижератора Стирлинга при температуре 40–50 К. Постоянное напряжение питания смешивалось с радиочастотным сигналом от СВЧ-генератора и подводилось к лазеру с помощью специально спроектированной печатной платы, согласующей импедансы 50-Ом СВЧ-порта и ТГц ККЛ (оценивался как (7.5 + 90) Ом [3]). Лазер был разварен на плату посредством четырёх золотых проволочек диаметром 18 мкм и длиной около 1 мм каждая.

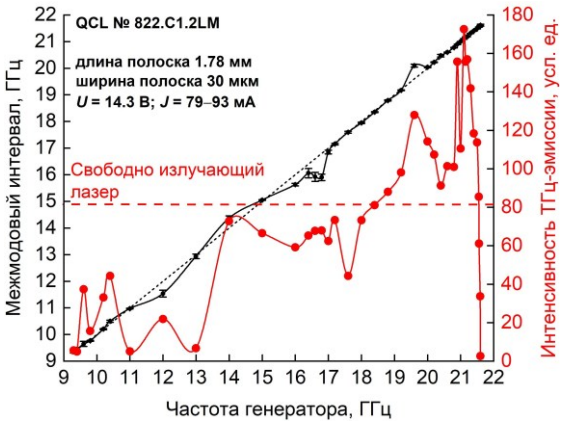


Рис. 1. Зависимость межмодового интервала и интегральной интенсивности ТГц-эмиссии ККЛ от частоты внешнего генератора (при мощности генератора +19 дБм)

Показано, что в широком диапазоне частот СВЧ-сигнала от 9.0 до 23.3 ГГц межмодовый интервал, определяемый по спектрам эмиссии, приближается к частоте внешнего генератора, причём степень близости возрастает с увеличением мощности генератора. Отдельно выделяются три диапазона сильного «захвата» межмода генератором: 20.5–21.6 ГГц (I); 17.1–19.2 ГГц (II); 9.3–11.0 ГГц (III). Диапазон (I) включает в себя f_{rt} = 20.5 ГГц, диапазон (III) – ½ f_{rt}, диапазон (II) пока не удалось объяснить резонансными явлениями. При недостаточной мощности генератора за пределами диапазона (I) межмодовый интервал возвращается к значению f_{rt}, характерному для свободно излучающего лазера. СВЧ-модуляция во всех случаях подавляет ток лазера, однако при сильном «захвате» межмода (диапазоны I и II) интенсивность ТГц-эмиссии, наоборот, возрастает, как видно из рис. 1. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 24-49-10004.

[1] N. Picqué, et al., Nature Photonics, 13, 146 (2019).

[2] A. Forrer, et al., Photonics, 7, 9 (2020).

[3] С.С. Пушкарёв и др., Известия вузов. Радиофизика, 69, 14 (2026).

Спонтанные высокочастотные автоколебания в лавинных диодах на основе кремния и арсенида галлия

Рожков А.В., Слободнюк А.С., Смирнова И.А., **Родин П.Б.**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Лавинный пробой обратно-смещенных диодов ассоциируется с такими явлениями как формирование микроплазм, двойная лавинная инжекция, шнурование тока и тепловой пробой [1]. В настоящей работе показано, что этот набор явлений включает также спонтанную осцилляционную неустойчивость стационарного состояния на обратной ветви ВАХ, которая приводит к высокочастотным автоколебаниям. СВЧ колебания возникают вследствие мягкой неустойчивости в простейшей цепи, которая содержит только последовательную омическую нагрузку и источник постоянного напряжения [2]. В отличие от традиционных лавинно-пролетных диодов [1], внешний резонатор не требуется. Поэтому данная неустойчивость является фундаментальным свойством плавного обратно-смещенного *p-n* перехода. Механизм таких СВЧ автоколебаний был впервые выяснен в работе [3], в которой колебания инициировались динамически в процессе выключения диода с резким восстановлением.

Осцилляционная неустойчивость стационарного состояния на лавинной ветви ВАХ исследована экспериментально и с помощью численного моделирования для диодных p^+-p-n-n^+ диодов на основе GaAs и Si. Напряжения стационарного пробоя U_b исследованных структур различных типов лежало в интервале от 100 до 400 В, диаметр d от 100 до 200 мкм [2,4]. На структуру и последовательную нагрузку R=10-50 Ом подавались прямоугольные импульсы напряжения субмикросекундной длительности с частотой следования 1 кГц. Для GaAs структур экспериментально были получены колебания частотой 4-8 ГГц и амплитудой от 0.4 до 2.4 А. Численное моделирование, результаты которого находятся в хорошем согласии с экспериментом, показывают, что колебания вызваны последовательными генерацией и рассасыванием электронно-дырочных пакетов в базе p^+-p-n-n^+ структуры. Ключевую роль играет экранирование электрического поля, а также связь тока и напряжения, обусловленная нагрузкой [2]. На Рис. 1 показана расчетная зависимость частоты автоколебаний от тока, сопротивления нагрузки R и площади диода S. Расчетные частоты колебаний для Si p^+-p-p-n^+ структур с U_b=100 В и d = 500 мкм составляют 2-10 ГГц при амплитуде единицы ампер. Предварительные результаты экспериментов с Si диодами (U_b=180 В, d = 300 мкм) показывают спонтанное возникновение автоколебаний на частоте 4.7 ГГц.

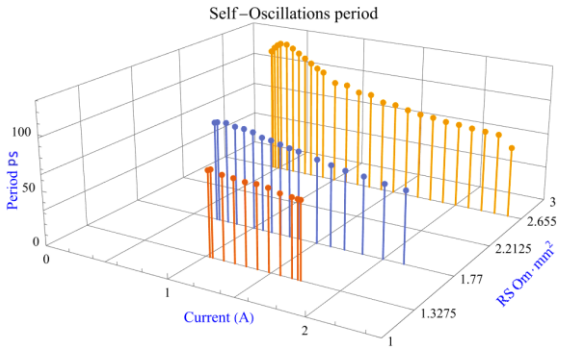


Рис. 1. Зависимость периода автоколебаний от параметра RS и тока в неустойчивой стационарной «рабочей точке» ВАХ для GaAs диода с U_b=100 В.

Экспериментально показано, что находящийся в режиме спонтанных СВЧ автоколебаний диод на основе арсенида галлия может быть применен как драйвер для прямой токовой модуляции полупроводникового лазера на частоте 2.4 ГГц [4].

[1] M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein, Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices, Word Scientific, (2005).

[2] А.В. Рожков, М.С. Иванов, П.Б. Родин, Письма в ЖТФ, 50, 44 (2024)

[3] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов, ФТП, 47, 658 (2013).

[4] А.В. Рожков, П.Б. Родин, Письма в ЖТФ, 52, 38 (2026).

Сверхбыстрые и малошумящие терагерцовые детекторы на основе графена

Титова Е.И.[1,2], Кащенко М.А. [1,2], Титченко А. [3], Шеин К. [3], Титова М.И. [1,2], Гайдученко И.А. [3], Свинцов Д.А. [1]

[1] *МФТИ(НИУ), 141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.*
[2] *Лаборатория физики программируемых функциональных материалов «Центр изучения мозга и сознания», 121205, Москва*
[3] *МПГУ*

Терагерцовое (ТГц) излучение играет ключевую роль во многих современных приложениях – от беспроводных коммуникаций до медицинской диагностики. Однако в этом диапазоне чувствительность традиционных фотодетекторов значительно ниже, чем в оптическом и радиочастотном диапазонах. Графен, обладающий низкой теплоёмкостью, высокой энергией фононов и сверхбыстрой динамикой электронов, обеспечивает быстрый нагрев фотоиндуцированных электронов и замедленное их охлаждение, что приводит к быстрому и сильному фототермоэлектрическому эффекту [1].

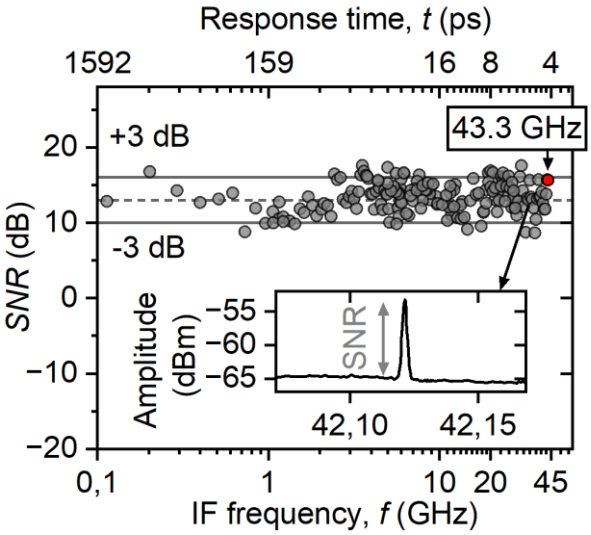


Рис. 1. Отношение сигнал-шум графенового детектора, измеренное как функция промежуточной частоты в гетеродинной схеме на частоте несущей 130 ГГц. На вставке показан вид измеряемого сигнала с электрического анализатора спектра

В данной работе представлены результаты исследования высокочувствительных и быстродействующих терагерцовых (ТГц) детекторов на основе графена. Показано, что криогенные графеновые ТГц-фотодетекторы демонстрируют характеристики, превосходящие параметры коммерческих аналогов: фоточувствительность Rv >50,5 кВ/Вт и эквивалентную мощность шума менее 30 фВт/Гц$^{1/2}$[2,3].

Кроме того, получены рекордные для графеновых структур характеристики по времени отклика при комнатной температуре и нулевом смещении. Для детектора с несущей частотой около 130 ГГц полоса пропускания превышала 43 ГГц [4], что соответствует времени отклика порядка 4 пс (см. Рис. 1).

Достижение таких высокочастотных параметров стало возможным благодаря согласованию импеданса антенны с каналом графена и оптимизированной асимметричной геометрии контактов. Разработанные структуры представляют значительный потенциал для применения в высокоскоростных ТГц системах связи шестого поколения (6G).

[1] Sebastián Castilla et al., Nano Lett. 2019, 19, 2765−2773.
[2] E. Titova, et al., ACS Nano, 17, 9, 8223–8232 (2023).
[3] E. Titova, et al., Adv. Optical Mater., 2500167 (2025).
[4] E. Titova et al., arXive https://doi.org/10.48550/ARXIV.2603.03554 (2026)

Генерация терагерцового излучения в p-i-n диоде AlGaAs/GaAs при высоком уровне возбуждения

Трухин В.Н.[1], Малевич В.Л.[2], Мустафин И.А.[1], Фань С.[3], Калиновский В.С.[1], Контрош Е.В.[1]

1ФТИ РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26
2Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus
3Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

Источником ТГц излучения при облучении p-i-n диода фемтосекундным лазерным излучением является импульс фототока субпикосекундной длительности, возникающий в результате дрейфа неравновесных электронов и дырок в электрическом поле i-слоя диода, которое складывается из встроенного и приложенного полей [1]. В общем случае увеличение уровня оптического возбуждения и напряжённости электрического поля должно приводить к росту амплитуды ТГц импульса. Однако, как показывают экспериментальные исследования, данная зависимость не является тривиальной и при высоких уровнях возбуждения может носить немонотонный характер. В настоящей работе представлены экспериментальные исследования ТГц генерации p-i-n диодами AlxGa1-xAs/GaAs при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами.

Экспериментальные исследования ТГц генерации при высоком уровне возбуждения показали, что зависимости эффективности ТГц генерации от уровня возбуждения для разных значений обратного смещения и от величины обратного смещения не являются монотонными функциями. На рис.1 приведены зависимости эффективности ТГц генерации от величины средней мощности оптических импульсов возбуждения для различных значений обратного смещения на p-i-n диоде. Зависимости ТГц поля от средней мощности возбуждающего оптического излучения имеют минимум, положение которого зависит от величины обратного смещения. Характерно, что минимум ТГц сигнала достигается при значении средней мощности Pm , удовлетворяющей соотношению Pm/V ≈ 20 мВт/В.

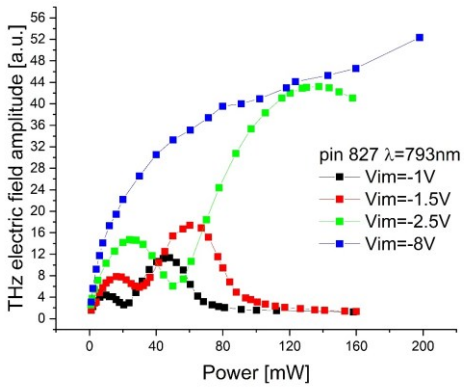


Рис. 1. Зависимость ТГц поля от уровня оптического возбуждения для разных значений напряжения смещения

Наблюдаемые немонотонные зависимости эффективности ТГц генерации от уровня оптического возбуждения и обратного смещения обусловлены эффектом экранирования электрического поля i-слоя фотовозбуждёнными носителями тока. Пространственное разделение электронов и дырок в электрическом поле приводит к трансформации этого поля в i-области. Дрейф фотоэлектронов вызывает уменьшение электрического поля в области электронейтральной плазмы и увеличение поля вблизи p+-контакта. Такая трансформация электрического поля приводит к уменьшению вклада в ТГц генерацию фототока электронов и увеличению вклада фототока дырок. Вклад дырок в ТГц генерацию начнет превалировать в момент значительного изменения электрического поля за счет эффекта экранирования. В работе представлена физическая модель, описывающая процесс ТГц генерации за счет ускорения фотоэлектронов в баллистическом режиме с набором энергии электрона, достаточной для его перехода из Г-долины в L-долину, и соответствующее влияние эффекта экранирования, которое приводит к появлению минимумов. Оценка величины P_m / V, полученная в рамках модели, по порядку величины согласуется с экспериментом.

[1] V. Trukhin, I. Mustafin, V. Malevich, X. Fan, et al., Appl. Phys. Lett., 125 (3), 031101 (2024).

Уширение плазменного резонанса в магнитном поле в двумерной электронной системе

Шинко И.С.[1,2], Муравьев В.М.[1], Андреев И.В.[1], Заболотных А.А.[3], Казаков А.С.[1], Кукушкин И.В.[1]

[1]*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*
[2]*МФТИ (ГУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9*
[3]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7*

Двумерная плазма на протяжении уже полувека остается актуальным объектом исследований, что обусловлено гибкой перестройкой ее резонансной частоты магнитным полем, изменением геометрических размеров или концентрации с помощью напряжения на затворе. Для двумерного плазмона при отсутствии потерь на излучение полная ширина линии определяется обратным временем релаксации импульса [1]. В то же время циклотронный резонанс оказывается в два раза шире [2]. Цель данной работы – аналитическое описание и экспериментальное наблюдение уширения двумерного плазменного возбуждения в диске при его гибридизации с циклотронным резонансом в перпендикулярном магнитном поле.

Аналитическое описание магнитоплазменного уширения фундаментальной моды в диске основано на модели эллиптического профиля [3]. В чистом пределе из дисперсионного уравнения напрямую следует комплексное выражение для частоты объемного магнитоплазмона в диске:

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{{\omega_c}^2}{4} + {\omega_p}^2} - \frac{i}{2\tau}\left(1 + \frac{\omega_c}{\sqrt{{\omega_c}^2 + 4{\omega_p}^2}}\right),$$

где ω_c – циклотронная частота, ω_p – плазменная частота в нулевом магнитном поле, τ – время релаксации импульса.

В эксперименте исследовалась гетероструктура с одиночной квантовой ямой на основе GaAs/AlGaAs в геометрии диска диаметром 0.7 мм, концентрацией двумерных электронов $n_s = 5.3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижностью $\mu \sim 5 \cdot 10^5$ см^2/(В·с) ($T = 4.2$ К). Образец помещался в терминатор коаксиальной линии, что позволяло возбуждать плазму практически однородным полем. На частотах до 25 ГГц коаксиальный тракт позволял подавать на образец микроволновый сигнал постоянной мощности. На более высоких частотах при фиксированной частоте изучалась зависимость поглощения от магнитного поля. Измерения проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом при температуре 4.2 К, магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца. Определение микроволнового поглощения осуществлялось с использованием оптического подхода, основанного на том, что линия рекомбинационной люминесценции двумерных электронов и дырок чувствительна к разогреву системы.

Полученные данные свидетельствуют о двукратном уширении линии магнитоплазмона при приближении резонансной частоты к циклотронной асимптотике. Аналитический результат с учетом потерь на излучение (в отсутствие эффектов запаздывания) хорошо согласуется с экспериментом.

Работа была выполнена в рамках работ по Государственному заданию ИФТТ РАН.

*[1] I. Zoric et al. ACSNano, **5**, 2535-2546 (2011).*
*[2] S.A. Mikhailov Phys. Rev. B, **70**, 165311 (2004)*
*[3] S. Allen et al. Phys. Rev. B, **28**. 4875 (1983).*

Секция 8

Атомарно-тонкие полупроводники: графеноподобные наноматериалы, ван-дер-ваальсовы монослои и гетероструктуры. **Наномеханика.**

Микродисковые светоизлучающие гетероструктуры $SnS_2/WS_2/SnS_2$

Алексеев П.А.[1], Попов М.Е.[1], Гасникова К.А.[1], Елисеев И.А.[1], Кравцов В.[2], Давыдов В.Ю.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*Университет ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49*

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) вызывают значительный интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Основные исследования этих материалов были сосредоточены на моно- или бислойных структурах, демонстрирующих высокую энергию связи экситонов ~0.5 эВ и выраженную зависимость зонной структуры и фотолюминесценции (ФЛ) от количества слоев. Напротив, объемные ДПМ обладают рекордными показателями преломления света (n) в видимом и ближнем ИК-диапазонах (до n~5), что позволяет изготавливать оптические диэлектрические резонаторы малых размеров. Например, недавно была продемонстрирована генерация лазерного излучения на длинах волн, соответствующих непрямому переходу с помощью оптической накачки микродисков WS_2 микронного диаметра и толщины 50 нм [1]. Было обнаружено усиление ФЛ в микродисках $MoSe_2$ толщиной 70 нм [2]. Усиление ФЛ было обусловлено эффектом Парселла.

Многослойные ДПМ демонстрируют сравнительно низкую интенсивность ФЛ по сравнению с монослоями. Более того, усиленная в оптическом резонаторе ФЛ монослоя потенциально может превзойти усиленную фотолюминесценцию многослойного ДПМ. В данной работе используются преимущества сильной экситонной фотолюминесценции монослоя ДПМ и высокого показателя преломления другого объемного ДПМ с более широкой запрещенной зоной для создания микродисковых резонаторов с контролируемыми свойствами. Микродиски изготавливались из двойной гетероструктуры $WS_2/MoSe_2/WS_2$ толщиной 50 нм с использованием фрикционной механической сканирующей зондовой литографии [2]. Резонаторы демонстрировали 4-10-кратное усиление экситонной фотолюминесценции монослоя $MoSe_2$ на длине волны приблизительно 800 нм. Экситонный пик ФЛ модулируется узкими спектральными особенностями, которые обусловлены модами шепчущей галереи (МШГ), возникающими в резонаторе. Микродиск диаметром 2.35 мкм и добротностью 700 для МШГ продемонстрировал режим усиления спонтанного излучения с увеличением интенсивности накачки [3]. К сожалению, дальнейшее увеличение интенсивности накачки приводило к разрушению микродиска из-за ненулевого поглощения света в WS_2. Для решения этой проблемы были изготовлены микродиски $SnS_2/WS_2/SnS_2$ диаметром 2-4 мкм. Эти микродиски также продемонстрировали усиленную экситонную фотолюминесценцию монослоя WS_2 со спектральными особенностями МШГ (см. Рис. 1).

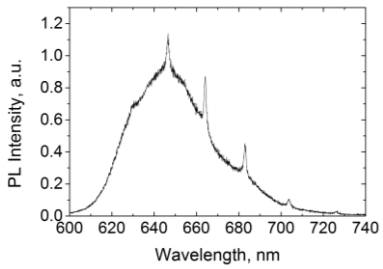


Рис. 1. Спектр ФЛ микродиска $SnS_2/WS_2/SnS_2$ диаметром 2.6 мкм, полученный при комнатной температуре при накачке 532 нм.

Зависимость интенсивности ФЛ от различных режимов накачки продемонстрировала пороговое значение, что может служить признаком лазерной генерации.

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 24-12-00209.

*[1] J. Sung, et al., Nature Photonics **16**, 792 (2022).*
*[2] B.R. Borodin, et al., Nanoscale Horizons **8**, 396 (2023).*
*[3] P.A. Alekseev, et al., Materials Today Nano, **30**, 100633 (2025).*

Терагерцовые переходы в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах

Глазов М.М.[1], Шенцев А.М.[2,3], Григорян К.К.[2]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*
[2]*ИТФ им. Л.Д. Ландау, 142432, Черноголовка, просп. Академика Семенова, д. 1А*
[3]*МФТИ, 141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.*

Взаимодействие излучения терагерцового (ТГц) диапазона с полупроводниками и полупроводниковыми наноструктурами оказывается особенно важным как с фундаментальной точки зрения, так и благодаря широкому кругу потенциальных применения [1]. В низкоразмерных системах и, в частности, дихалькогенидах переходных металлов (ДПМ) и в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах на их основе такие эффекты проявляются наиболее ярко. В недавних экспериментах были обнаружены переходы между заряженными и нейтральными экситонами в монослоях ДПМ [2], а в бислоях $MoSe_2/WSe_2$ наблюдались переходы как между «синглетным» и «триплетным» межслоевыми экситонами, так и между меж- и внутрислоевыми экситонами [3].

Эти экспериментальные работы [2,3] послужили мотивацией для наших теоретических исследований. В докладе представлена последовательная теория переходов между трионными и экситонными состояниями, учитывающая эффекты корреляций в море Ферми (формирование ферми-поляронов/тетронов Суриса). Показано, что помимо резонансных переходов, где под действием ТГц излучения электрон «отрывается» от триона, имеется и нерезонансный вклад, связанный с неупругим рассеянием разогретых ТГц излучением резидентных электронов на трионах. Этот нерезонансный эффект является по своей сути ударной диссоциацией трионов [4]. Ударная диссоциация особенно важна в режиме друдевского поглощения низкочастотного поля, когда $\omega\tau \lesssim 1$ (ω – частота ТГц излучения, τ – время импульсной релаксации электронов). Конкуренция процессов разогрева и остывания системы может приводить к бистабильности отклика монослоев ДПМ на низкочастотное поле в условиях фотогенерации трионов [5].

Также нами построена теория переходов между спиновыми подзонами зоны проводимомости в моно- и бислоях ДПМ, эти переходы также лежат в ТГц диапазоне. Показано, что в отличие от монослоев, в гетеробислоях такие переходы разрешены в электрическом дипольном приближении. Интенсивность электрических дипольных переходов на несколько порядков превосходит интенсивность магнитодипольных переходов [6]. Этот механизм отвечает за наблюдаемые в экспериментах переходы между синглетными и триплетными межслоевыми экситонами.

В докладе также обсуждаются нелинейные многофотонные эффекты, которые, по-видимому, играют значительную роль при переходах между межслоевыми и внутрислоевыми экситонами под действием ТГц излучения.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-12-00142-П.

[1] S.D. Ganichev, W. Prettl, Intense terahertz excitation of semiconductors, Oxford University Press, Oxford, 2006.
*[2] T. Venanzi, et al. Nature Photonics **18**, 1344 (2024).*
[3] E. Wietek, et al., to be published.
*[4] A.M. Shentsev, M.M. Glazov, Phys. Rev. B **113**, 125307 (2026)*
[5] A.M. Shentsev, arXiv:2603.07139 (2026).
[6] K. K. Grigoryan, M. M. Glazov, arXiv:2602.02111 (2026).

Экситонный изолятор в гетероструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов

Глазов М.М.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*

Коллективные эффекты в экситонных системах находятся в фокусе внимания исследователей. Одна из ключевых проблем в этой области — реализация истинного дальнего порядка. Как правило, теорема Мермина-Вагнера запрещает существование дальнего порядка при конечной температуре в двумерных системах с непрерывной симметрией и короткодействующими взаимодействиями. В данной работе построена теория экситонного изолятора в гетеробислоях на основе переходных металлов дихалькогенидов [1] и предложен механизм стабилизации дальнего порядка.

Показано, что при приложении к гетеробислою внешнего электрического смещения ширина запрещенной зоны E_g может стать меньше энергии связи межслоевого экситона E_B, экситоны спонтанно образуются в основном состоянии. Для оптически активных экситонов, сформированных из состояний зоны проводимости и валентной зоны, обладающих разной симметрией, этот переход является фазовым переходом второго рода, причем в основном состоянии системы формируется экситонный конденсат. Это отличает его от широко изученного случая зон с одинаковой симметрией, где переход в состояние экситонного изолятора является фазовым переходом первого рода [2]. В постоянном магнитном поле — которое снимает вырождение долин — волновая функция конденсата, характеризуемая макроскопической квантовой фазой, одновременно выступает в качестве сегнетоэлектрического параметра порядка, порождая спонтанную электрическую поляризацию в плоскости слоев. Фаза конденсата определяет направление поляризации. Таким образом, система претерпевает фазовый переход из параэлектрического в сегнетоэлектрическое состояние.

Интересной особенностью рассматриваемой системы является модификация спектра элементарных возбуждений системы и стабилизация дальнего порядка за счет взаимодействия экситонов с порождаемым ими электромагнитным полем. Такое дальнодействующее «диполь-дипольное» обменное взаимодействие электрона и дырки изменяет дисперсию боголюбовской моды на фотоноподобную и приводит к малому весу экситонного состояния в коллективной моде. В результате чего при конечной температуре флуктуации фазы оказываются подавленными и не приводят к разрушению конденсата. Это устанавливает возможность существования истинного бозе-эйнштейновского конденсата экситонов [3].

В докладе также обсуждаются экспериментальные признаки такого перехода: поглощение излучения на 1s-2p переходе экситонов, находящихся в конденсате, и возникновение спонтанной линейной поляризации излучения и поглощения гетеробислоев.

Автор благодарен А. Имамоглу за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-12-00142-П.

*[1] Liguo Ma, et al., Nature **598**, 585 (2021).*
[2] Р.Р. Гусейнов, Л.В. Келдыш ЖЭТФ 62, 2255 (1972).
[3] M.M. Glazov, A. Imamoglu, arXiv:2512.14558 (2025).

Внутрислоевое и межслоевое взаимодействие в муаровой сверхрешетке гетеробислоя $MoSe_2/WSe_2$

Бисти В.Е., **Голышков Г.М.,** Бричкин А.С, Черненко А.В.

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д.2

Атомарно-тонкие слои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются двумерными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответствующей энергии межподзонных переходов в видимом диапазоне. Ван-дер-ваальсовы гетероструктуры на их основе: моно- и бислои слои ДМП, инкапсулированные гексагональным hNB, на подложке из SiO2/Si, стабильны во внешних условиях и удобны для изучения оптическими методами. Кулоновское взаимодействие в монослоях ДПМ за счет диэлектрического окружения может быть усилено или ослаблено по сравнению с объемными материалами или подвешенными монослоями.

Гетероструктуры на основе гетеробислоев ДМП обладают особыми свойствами - образуют муаровые сверхрешетки [1,2]. Для MoSe2/WSe2 и углах поворота 0.5-2 градуса оценка периода муара ~ 10-100 нм. Небольшой угол поворота или несовпадение периодов решеток отдельных слоев приводят к периодическому изменению взаимного расположения слоев (типа упаковки) и межслоевого расстояния, что может приводить к локализации экситонов, изменению правил отбора для оптических переходов, увеличению времени жизни. Экситоны в таких системах могут быть межслоевыми, внутрислоевыми или комбирированными, а их спектральные положения зависят от энергии связи и зонной структуры. Большой период муара позволяет использовать локальное приближение при расчете зонной структуры и экситонных свойств гетеробислоев. Зависимость потенциальной энергии экситонов от координат в реальном пространстве существует как для межслоевых, так и для внутрислоевых экситонов, но для последних гораздо слабее [3].

В данной работе были проведены расчеты энергии связи межслоевых и внутрислоевых экситонов, прямых в импульсном пространстве для трех видов кулоновского взаимодействия [4-6] в бислоях MoSe2/WSe2 в зависимости от расстояния между слоями. Определена наиболее подходящая модель кулоновского взаимодействия в гетеробислоях, Показано, что зависимость энергии связи в пределах изменения межслоевого расстояния незначительна.

Были исследованы экспериментально спектры отражения для внутрислоевых экситонов от гетеробислоев MoSe2/WSe2 и монослоев MoSe2, инкапсулированных hBN. Метод микрофотолюминесценции использовался для одновременного изучения внутрислоевых и межслоевых экситонов в гетеробислое MoSe2/WSe2 в одной точке образца. Сравнение полученных экспериментальных результатов и проведенных расчетов позволило изучить влияние муаровой структуры на внутрислоевые экситоны в сравнении с экситонами в монослое, оценить влияние муаровой структуры на различные типы экситонов, а также сделать выводы относительно взаимной ориентации слоев.

*[1] Emma C. Regan et al., Nature review/Materials, **7**, 779 (2022).*
*[2] Nathan P. Wilson, Wang Yao, Jie Shan, Xiaodong Xu. Nature, **599**, 383 (202),*
*[3] H. Yu , G.-B. Liu , J. Tang , X. Xu and W. Yao. Sci. Adv. **3**, e1701696 (2017).*
*[4] N.A. Asriyan et al., Phys.Rev. **B99**, 085108 (2019). М.А. Семина, ФТТ, **61**, 2234 (1019).*
*[5] H.C. Kamba1, T.G. Pedersen. Scientific Reports **10**, 36-40 5537 (2020)*
*[6] P. Kapuscinski, et al., Phys. Rev. **B110**, 155439 (2024).*

Влияние муара на внутрислоевые и межслоевые экситоны в гетеробислое $MoSe_2/WSe_2$

Голышков Г.М., Бричкин А.С., Бисти В.Е., Черненко А. В.

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д.2

Гетеростуктуры на основе монослоёв дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) представляют собой новый класс материалов, привлекающий внимание как перспективный объект для создания на их основе разнообразных оптоэлектронных устройств. Монослои ДПМ обладают прямой запрещенной зоной, которая обеспечивает межзонную рекомбинацию в видимом диапазоне и дает возможность наблюдать и исследовать такие системы оптическими методами.

Особый интерес представляют гетеробислои ДПМ, в которых образуются муаровые сверхрешетки, период которых определяется углом рассогласования θ и разностью периодов решёток монослоев. Выделяют два типа гетероструктур: R-типу соответствуют углы, близкие к 0º, а H-типу соответствуют углы, близкие к 60º [1].

Методом механической эксфолиации и последовательного переноса были изготовлены структуры R- и H-типа с гетеробислоями $MoSe_2/WSe_2$ инкапсулированными гексагональным нитридом бора (hBN). Углы рассогласования для гетероструктур $\theta_1 \sim 1.5^\circ$ и $\theta_2 \sim 62^\circ$ соответственно. Измерения микрофотолюминесценции и спектров микроотражения проводились в оптическом гелиевом криостате при T = 10K.

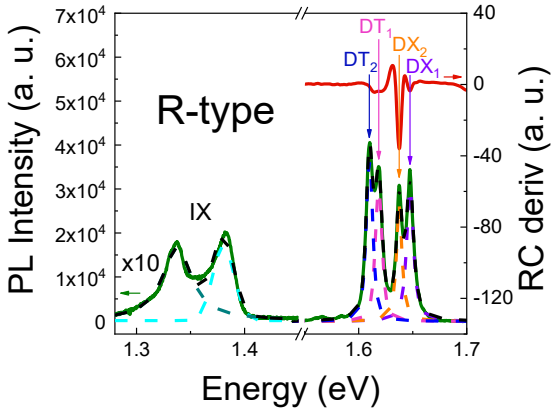


Рис.1. Спектры фотолюминесценции, и первой производной контрастного коэффициента отражения, записанные для одной позиции гетеробислоя $MoSe_2/WSe_2$

Наибольший оптический отклик гетеробислоев $MoSe_2/WSe_2$ в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) дают внутрислоевые экситоны монослоя $MoSe_2$, причем данные линии оказываются расщепленными в обоих типах структур, как в случае нейтральных (DX_1 и DX_2), так и в случае заряженных (DT_1 и DT_2) экситонов. Данное расщепление также наблюдается для внутрислоевых нейтральных экситонов в спектрах отражения (рис. 1). Кроме того в спектрах ФЛ наблюдаются более слабые линии межслоевых экситонов IX, локализованных в муаровом потенциале. Для структур H-типа таких линий две IX_1 и IX_2. Возможность таких переходов возникает вследствие изменения правил отбора в разных точках пространства в муаровых сверхрешетках с большим периодом [1]. В отличие от структур H-типа, в структурах R-типа глубина муарового потенциала больше [2], и наблюдаются несколько пиков межслоевых экситонов, соответствующих разным энергетическим уровням размерного квантования в минимуме энергии муаровой решетки. Повышение температуры приводит к высвобождению экситонов из муарового потенциала, что приводит к изменению характера поведения интенсивности и положения линий межслоевых экситонов с ростом оптической накачки.

[1] E.C. Regan et al., Nat. Rev. Mater., 7, 778 (2020).
*[2] N.P. Wilson et al., Nature, **599**, 383 (2021).*

Численное моделирование динамики фототока в фототранзисторах на основе монослойного MoS_2

Гуськов А.А.[1], Лавров С.Д.[1], Венглинская С.А.[1], Гапонов М.С.[2]

[1]*МИРЭА – Российский технологический университет, 119454, г. Москва, пр-кт Вернадского, 78*
[2]*Spin-X Institute, School of Physics and Optoelectronics, 511442, Guangzhou, China*

Двумерные полупроводники семейства дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), в частности MoS2, MoSe2, WS2 и WSe2, рассматриваются как перспективная платформа для наноэлектроники и нанофотоники [1]. Для монослоёв этих соединений характерен переход к прямозонной структуре, что делает их эффективными не только для транзисторных, но и для оптоэлектронных применений [2]. Поэтому ДПМ следует рассматривать не как универсальную замену современной КМОП-технологии, а как её функциональное дополнение в направлениях, где критичны минимальная толщина канала, низкий тёмный ток и совмещение электронных и фотонных функций в единой архитектуре.

Практическая реализация этих преимуществ, однако, ограничивается высокой плотностью ловушечных состояний в атомарно тонком полупроводниковом слое, на интерфейсе с диэлектриком и на поверхности. Они могут повышать фоточувствительность за счёт фотогейтинга и увеличения времени жизни неравновесных носителей, но одновременно вызывают замедленную релаксацию фототока, остаточную фотопроводимость и гистерезис электрических характеристик [3]. В результате для приборов на основе ДПМ нередко характерны времена фотоотклика секундного диапазона, что ограничивает их применение в быстродействующей нанофотонике [3].

Несмотря на значительное число работ, описание медленных релаксационных процессов в приборах на основе ДПМ остаётся преимущественно феноменологическим. В эксперименте переходные процессы обычно аппроксимируют экспоненциальными зависимостями [4], а ловушечную кинетику интерпретируют в рамках упрощённых моделей [5]. Даже современные численные работы, основанные на уравнениях дрейфа-диффузии и Пуассона, ориентированы главным образом на расчёт квантовой эффективности, полосы пропускания и шумовых характеристик, а не на самосогласованное описание секундной кинетики захвата и эмиссии носителей в реальной геометрии прибора [6]. Поэтому разработка физически обоснованной FEM-модели, объединяющей пространственный перенос носителей и ловушечную кинетику, является необходимым шагом к предсказательному проектированию приборов на основе ДПМ.

В настоящей работе FEM-методом выполнено самосогласованное моделирование фототранзистора на основе монослойного MoS2, включающее решение уравнения Пуассона, уравнений непрерывности для носителей заряда и кинетики ловушечных состояний. Рассчитаны выходные характеристики прибора и временная зависимость фототока. Сопоставление с экспериментальными данными на рисунке 1 демонстрирует хорошее согласие и подтверждает применимость предложенного подхода к описанию ловушечно-опосредованной динамики.

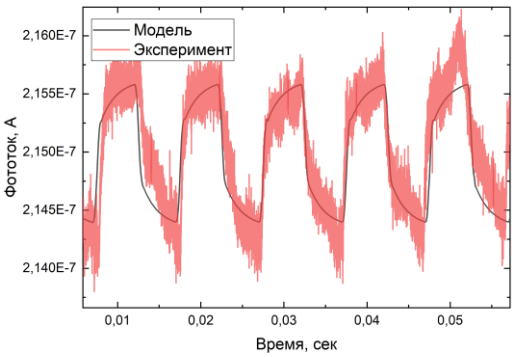


Рис. 1. Сравнение экспериментальной и рассчитанной динамики фототока в MoS_2-транзисторе.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-79-10304)

[1] Q.H. Wang et al., Nat. Nanotechnol., 7, 699 (2012).
[2] X. Hu et al., Coord. Chem. Rev., 499, 215504 (2024).
[3] Y. Xu et al., Nanoscale, 17, 9245 (2025).
[4] A. Di Bartolomeo et al., Mater. Today Nano, 24, 100382 (2023).
[5] D. Vaquero et al., Nanoscale, 13, 16156 (2021).
[6] R. Islam et al., Sci. Rep., 14, 15269 (2024).

Линейная поляризация интерфейсных экситонов на латеральных гетеропереходах

Дурнев М.В., Смирнов Д.С.

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Сравнительно недавно в физике двумерных кристаллов появился новый объект – латеральные гетероструктуры, где различные монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) «сшиваются» между собой вдоль краёв с формированием ковалентных химических связей, как показано на рис. 1(a) [1]. При этом формируется латеральный гетеропереход II рода, рис. 1(b). Его оптические свойства определяются пространственно непрямыми экситонами, которые обладают исключительно большим дипольным моментом в плоскости слоя [2, 3]. Такие интерфейсные экситоны наблюдались экспериментально [4, 5], однако исследования их тонкой структуры и поляризационных свойств находятся в ранней стадии.

В работе предсказана линейно поляризованная фотолюминесценция интерфейсных экситонов на латеральных гетеропереходах. Показано, что она возникает вследствие эллиптических правил отбора для оптических переходов в окрестности экстремумов зон, см. рис. 1(c). Такие правила отбора обусловлены двумя механизмами – тригональной гофрировкой дисперсий электронов и дырок в *K*-долинах ДПМ и зависимостью эффективной массы носителей заряда от энергии. Конкуренция этих двух механизмов контролирует как величину, так и угол поляризации излучаемого света, которые также существенно зависят от кристаллографической ориентации интерфейса. Расчеты показывают, что степень линейной поляризации может превышать 10% в реалистичных латеральных гетероструктурах, при этом поляризацией можно эффективно управлять электрическим полем, приложенным в плоскости слоя перпендикулярно гетеропереходу [6].

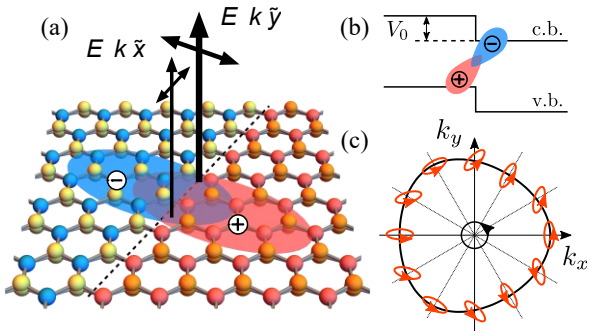


Рис. 1. (a) Интерфейсный экситон, сформированный на латеральном гетеропереходе. (b) Зонная диаграмма латерального гетероперехода, демонстрирующая разрывы зон второго рода. (c) Схема правил отбора для оптических переходов в K-долине монослоя ДПМ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 25-72-10031).

*[1] A. Castellanos-Gomez et al., Nat. Rev. Methods Primers **2**, 58 (2022).*
*[2] K. W. Lau, Calvin, Z. Gong, H. Yu, W. Yao, Phys. Rev. B **98**, 115427 (2018).*
*[3] M. V. Durnev, D. S. Smirnov, Phys. Rev. B **111**, 205403 (2025).*
*[4] R. Rosati et al., Nat. Commun. **14**, 2438 (2023).*
[5] E. Vandoolaeghe et al., arXiv:2509.24465 (2026).
[6] M. V. Durnev, D. S. Smirnov, arXiv:2603.24471 (2026).

Резонансные поглощение и фотогальванический эффект в твистронных сегнетоэлектрических гетероструктурах

Еналдиев В.В.[1], Алисултанов З.З.[1]

[1]*МФТИ, 141701, г. Долгопрудный, Московская область, Институтский пер. д. 9*

Релаксация длиннопериодных сверхрешеток муара, возникающих на слабо разориентированном интерфейсе бислоев (или тонких пленок) гексагонального нитрида бора (hBN) или дихалькогенидов переходных металлов (MX_2, M=Mo,W; X=S,Se), сопровождается образованием периодического массива треугольных доменов, характеризуемых чередующейся (вниз-вверх) сегнетоэлектрической поляризацией перпендикулярной плоскости слоев [1]. Поэтому, в вертикальных ван дер ваальсовых гетероструктурах, скомпанованных из слабо разориентированных бислоёв (hBN или MX_2) и дополнительного токопроводящих слоя (например, графена), в последнем возникает наведенный электростатический потенциал от релаксированной сверхрешетки муара (доменной структуры). Универсальность подобного потенциала делает твистронные ван-дер-ваальсовые гетероструктуры с сегнетоэлектрическими доменами привлекательным для экспериментального исследования [2,3].

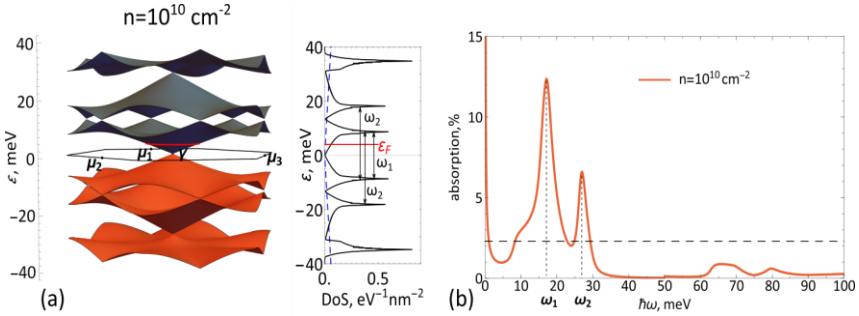


Рис. 1. (a) *Спектр и плотность состояний низкоэнергетических минизон в графене, индуцируемая электростатической сверхрешеткой муара.* (b) *Зависимость коэффициента поглощения от частоты с резонансами, отвечающими разности энергий между основными пиками плотности состояний. Пунктирная прямая отвечает межзонному поглощению (≈2.3%) изолированного графена.*

В докладе будет показано [4], что оптоэлектронные свойства носителей тока в графене модифицируются в присутствии электростатического потенциала релаксированной сверхрешетки муара в гетероструктурах с графеном на слаборазоринтированных бислоях hBN (или MX_2). Такое изменение происходит за счет перенормировки спектра безмассовых дираковских фермионов при образовании минизон в электростатическом потенциале муара (см. рис. 1a). Причем, нечетность потенциала сохраняет электрон-дырочную симметрию спектра минизон и порождает симметричные по энергии сингулярности Ван-Хова в плотности состояний. Последние приводят к резонансам в оптическом поглощении при межминизонных переходах на частотах, отвечающим разницам энергий между пиками плотности состояний (рис 1b), при этом положением резонансов можно задавать как периодом сверхрешетки, так и меняя заполнение минизон при помощи затвора [4].

Образование структуры минизон, связанных ненулевыми межзонными матричными элементами скорости, приводит к фотогальваническому эффекту, проявляющему в резонансных особенностях выпрямленного фототока [4].

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект №24-72-10015.

*[1] A. Weston et al., Nature Nanotechnology, **17**, 390 (2022).*
*[2] J. Ding et al. Nature Comm., **15**, 9087 (2024).*
*[3] X. Wang et al. Nature Comm., **16**, 187 (2025).*
[4] V.V. Enaldiev et al., arXiv:2602.06656 (2026).

Спонтанное упорядочение дипольных моментов в монослоях висмута с орторомбической структурой

Загороднев И.В.[1,2,3], ,Понкратова Д.В.[1,2,3], Еналдиев В.В.[1,2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7*
[2]*МФТИ, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9*
[3]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20*

Недавно сегнетоэлектрический переход был обнаружен в атомарно тонких моноатомных кристаллах, состоящих только из атомов висмута, упорядоченных в орторомбическую решетку [1], при этом вектор электрической поляризацией в сегнетоэлектрической фазе таких двумерных кристаллов лежит в плоскости слоя, что качественно согласуется с представлением об усилении локального электрического поля двумерной решетки диполей, однородно поляризованных в плоскости [2].

В данном докладе, используя два взаимодополняющих подхода, изучена неустойчивость монослоев висмута с орторомбической структурой по отношению к возникновению спонтанных электрических дипольных моментов в узлах кристаллической решетки. Из первого подхода, основанного на определении дипольных моментов узлов решетки через поляризуемость атомов висмута с учётом локального поля Лоренц-Лоренца, следует возможность существования нескольких антисегнетоэлектрическихи сегнетоэлектрических фаз в орторомбических монослоях висмута, см. рис. 1.

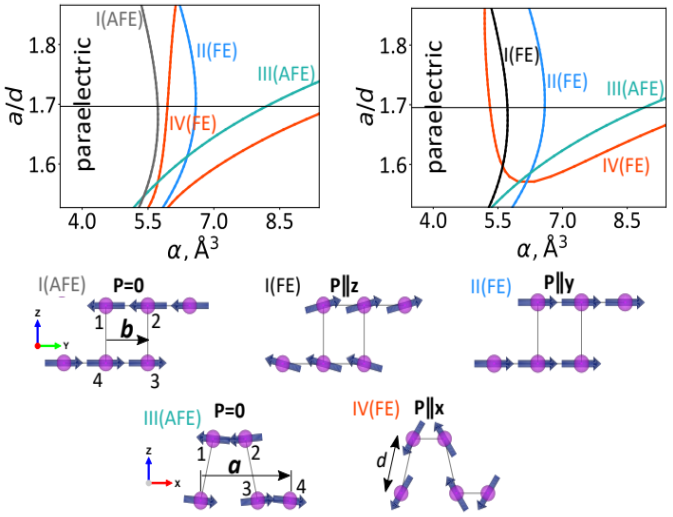


Рис. 1. Границы фаз между параэлектрическим состоянием с отсутствующей электрической поляризацией и состояниями со спонтанной поляризацией как функция параметра кристаллической решетки a, нормированного на длину межатомной связи d=2.8 Å, и диагональных компонент тензора поляризуемости α. На левом верхнем рисунке тензор поляризуемости изотропен. На правом верхнем рисунке тензоры поляризуемости взяты из расчета [3]. На всех графиках длина наименьшего вектора трансляции b=4.42 Å. Черная горизонтальная прямая соответствует a=4.75 Å. Снизу показаны атомы в кристаллической решетке (вид сбоку) с упорядоченными дипольными моментами в соответствующих сегнетоэлектрических фазах.

Во втором подходе проанализирован спектр колебаний решетки, в котором обнаружены два типа мягких оптических мод, описывающих релаксационную динамику и отвечающих сегнетоэлектрической и антисегнетоэлектрической неустойчивости монослоев. Показана связь эффективных борновских зарядов с направлением поляризации в сегнетоэлектрической фазе, а также их роль в понижении частоты полярного оптического фонона, характеризующего деформацию решетки в сегнетоэлектрической фазе, благодаря диполь-дипольному взаимодействию.

Расчеты поляризуемостей в рамках теории функционала плотности выполнены в пакете VASP с использованием суперкомпьютерного комплекса НИУ ВШЭ.

[1] J. Gou et al., Nature 617, 67 (2023).
[2] S.A. Mikhailov, Phys. Rev. B 88, 195410 (2013).
[3] Д.В. Понкратова, И.В. Загороднев, В.В. Еналдиев, направлена в Письма в ЖЭТФ.

Оптические свойства закрученных двумерных материалов

Кочиев М.В.[1], Каменская Т.А.[1], Кунцевич А.Ю.[1]

[1]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53*

Для создания устройств микроэлектроники необходимо управлять основными характеристиками материалов, из которых они производятся, такими как ширина запрещённой зоны, прямой/непрямой характер запрещенной зоны, время жизни носителей заряда, и т.д. В классических полупроводниках типа GaAs для этого применяются структуры с квантовым ограничением – квантовые ямы и квантовые точки, а также гетероинтерфейсы с различными материалами. Двумерные (2D) слоистые материалы позволяют существенно расширить диапазоны изменений параметров, например, запрещенной зоны. Благодаря тому, что слои связаны между собой относительно слабыми силами Ван-дер-Ваальса при механическом отщеплении можно получить образцы с хорошо определенной толщиной в единицы монослоев. В дихалькогенидах переходных металлов это позволяет изменять непрямую запрещенную зону в многослойных образцах на прямую в монослое. А, например, в InSe изменение количества слоев позволяет перестраивать прямую запрещенную зону практически во всем видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. Создание гетероструктур из 2D материалов также дает намного большие возможностей, так как не ограничено условиями совпадения постоянной кристаллических решеток. Кроме того, появляется еще одна степень свободы – угол между кристаллографическими направлениями в материалах, формирующих гетероструктуру. Гетероструктуры с ненулевым углом между материалами, называемые закрученными (twisted), являются целью исследования данной работы.

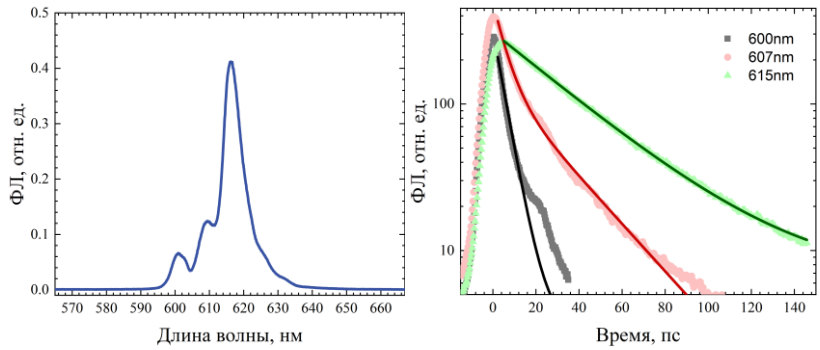


Рис. 1. Слева: спектр фотолюминесценции монослоя WS_2 при импульсном возбуждении 405 нм 100 мкВт. Справа: кинетики затухания ФЛ трех линий излучения монослоя. Сплошные линии – экспоненциальный фит.

Однако кроме большого потенциала 2D материалы имеют недостаток – они сильно подвержены беспорядочной флуктуации потенциала, вызванной окружением. Для минимизации беспорядка используется инкапсуляция 2D материалов в гексогональный нитрид бора hBN. А судить о беспорядке можно по оптическим свойствам: спектральной ширине линии излучения и кинетике затухания.

На Рис. 1 показан спектр монослоя WS_2, заключенного в *h*BN. Спектр состоит из трех линий шириной несколько нанометров, что значительно уже, чем без инкапсуляции (десятки нанометров). Линия вблизи 601 нм принадлежит свободному А-экситону и имеет очень быструю кинетику (5 пс), ограниченную в нашем случае аппаратным временным разрешением. Две другие линии связаны с заряженными и локализованными экситонами и имеют большие времена жизни (27 и 36 пс), однако попрежнему сохраняют экспоненциальный характер. Это говорит о незначительном беспорядке в данных структурах. Работа поддержана проектом РНФ №25-42-01036.

Межслоевая связь в ван-дер ваальсовых гетероструктурах: жесткость, прочность, трение, управление.

Кунцевич А.Ю.[1], Клоков А.Ю.[1], Иевлева В.А.[1,2], Пугачев М.В.[1], Фролов Н.Ю.[1], Шарков А.И.[1]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991*
[2] *НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028*

Слоистые материалы в 2D пределе и гетероструктуры из них привлекательны для исследований и приложений благодаря тому, что (i) свойства одного или нескольких слоев отличаются от свойств объёмного материала, (ii) послойная механическая сборка позволяет создать такие структуры, которые невозможно вырастить в вакуумном процессе и (iii) пространство возможностей очень велико. Несмотря на то, что прототипы устройств работоспособны, о ван дер ваальсовой связи между слоями, или слоем с подложкой известно недостаточно.

В линейном пределе такая связь представима распределенными пружинами с жесткостями в продольном и поперечном направлениях. Мы измерили значения данных жесткостей для некоторых интерфейсов. Методика заключается в оптическом фемтосекундном возбуждении звукового импульса в структуре с измерением коэффициента отражения методом накачка-зондирование. Оптический отклик от прохождения продольной акустической волны, запускаемой вглубь структуры описывается многослойной акусто-оптической моделью, в которой продольные жесткости интерфейсов являются параметрами. Для 3D эпитаксиальных структур AIIIBV продольная жесткость этих пружин неизмеримо высока. Для ван-дер ваальсовых же слоев она оказалась значительно слабее межслоевой жесткости в объеме кристалла[1]. Также импульс накачки порождает поверхностную акустическую волну, профиль которой может быть получен при сканировании пятном зонда по образцу. Данная волна бездисперсионна на чистой подложке, а слой hBN приводит к изменению профиля импульса по мере распространения из-за дисперсии, что позволяет вычислить коэффициент поперечной межслоевой жесткости[2].

Недостаточная гладкость интерфейса и прочность примыкания типичны для ван-дер ваальсовой связи. Показано, что при механической сборке двух слоев топологических изоляторов семейства Bi_2Se_3 аннигиляции поверхностных состояний не происходит, что свидетельствует о достаточно большой ван-дер ваальсовой щели.

За рамками закон Гука ван-дер ваальсова связь может быть разорвана. Для малых чешуек, как правило, разрыв осуществляется в латеральном направлении при преодолении трения покоя, связанного с дефектами структуры и границами чешуек. Мы нашли способ контролируемого обрыва ван дер ваальсовой связи с текстурированной подложкой при термоциклировании из-за напряжений, вызванных разницей коэффициентов теплового расширения[3].

Таким образом, ван дер ваальсова связь зачастую слабее, чем хотелось бы. Её жесткость измерима, а структурирование подложки позволяет управлять силой сцепления. Работа поддержана грантом РНФ 25-42-01036.

[1] A.Yu. Klokov, et al// Nano Letters. 2022. Vol. 22(5). Pages 2070–2076.

[2] N. Yu. Frolov, A. Yu. Klokov, A. I. Sharkov, M. V. Pugachev, A. Yu. Kuntsevich// Applied Physics Letters 2026. Vol. 128. Article 092201.

[3] V.A. Ievleva, V. A. Prudkoglyad, L. A. Morgun, A. Yu. Kuntsevich//Micromachines. 2025.Vol.16, Article

Хиральный магнетизм в монослоях дихалькогенидов переходных металлов

Манцевич В.Н.[1], Кривенко И.С.[2], Смирнов Д.С. [3]

[1] *МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия*
[2] *Технический университет Гамбурга, Гамбург, Германия*
[3] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Ван-дер-ваальсовы гетероструктуры обладают исключительной способностью к настройке транспортных и оптических свойств, что вызвало большой фундаментальный интерес к этому классу материалов и открыло возможности для их применения в современных устройствах наноэлектроники. Значительным прорывом стало комбинирование двумерных полупроводников с магнитными материалами [1].

Нами выполнено теоретическое исследование особенностей формирования магнитного порядка и модификации оптических и транспортных свойств полупроводника в системе, состоящей из магнитных примесей, расположенных на поверхности монослоя дихалькогенида переходного металла (ДПМ). Разработана теория непрямого обменного взаимодействия (РККИ взаимодействия) в рассматриваемой структуре, учитывающая жесткую связь спина и долины в зоне проводимости и обменное взаимодействие магнитных примесей с d_0-орбиталями атомов переходных металлов, которые формируют блоховские состояния зоны проводимости. Показано формирование хирального РККИ взаимодействия, которое способствует вращению магнитных моментов примесей в плоскости с периодом, равным трем постоянным решетки. Вместе с антиферромагнитным взаимодействием между ближайшими соседями, это приводит к формированию120° неелевского основного состояния.

Магнитная термодинамика в рассматриваемой системе может быть описана классической XY-моделью, в которой есть два фазовых перехода: переход Березинского–Костерлица–Таулесса при спиновом упорядочении магнитных примесей и фазовый переход второго рода для хиральности по типу Изинга [2]. В ходе моделирования методом Монте-Карло, а также в рамках теории среднего поля продемонстрировано, что даже очень слабое РККИ взаимодействие разрушает фазовый переход, связанный с хиральностью, и приводит к одному знаку хиральности, зависящему от знака спинового расщепления зоны проводимости в монослое дихалькогенида переходного металла.

Обратное воздействие хирального магнетизма на оптические и транспортные свойства электронов в монослое ДПМ исследовано на основе оригинальной k-p модели. Показано, что из-за асимметрии системы "верх-низ" хиральная намагниченность в плоскости может приводить к аномальному антиферромагнитному эффекту Холла. Хиральная намагниченность также изменяет оптические свойства монослоя ДПМ, а именно, основной экситонный резонанс в оптических спектрах расщепляется на величину порядка нескольких десятков мэВ, кроме того, возникает новый резонанс из-за усиления междолинных переходов.

Таким образом, предлагаемая гибридная система успешно сочетает транспортные и оптические свойства полупроводникового монослоя ДПМ с хиральным магнетизмом.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00093.

[1] K.S. Burch, D. Mandrus, and J.-G. Park, Nature 563, 47 (2018).
[2] H. Kawamura, Can. J. Phys. 79, 1447 (2001).

Структура образцов NbS_3, претерпевших спинодальный распад, и протекание в них тока волны зарядовой плотности

В.Я. Покровский[1], Д.М. Васильев[1,2], М.В. Никитин[1], В.П. Мартовицкий[3], А.Л. Васильев[4], И.Н. Трунькин[4], С.Г. Зыбцев[1]

[11]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва*
[2]*Национальный исследовательский университет "ВШЭ", факультет физики, 105066 Москва*
[3]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва*
[4]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 119333 Москва*

Недавние исследования NbS_3 в скользящем медном рентгеновском излучении показали, что в процессе роста вискеров может происходить спинодальный распад (СР) – расслоение однородного кристалла на фазы, связанное с диффузией вакансий серы [1,2]. Потоки вакансий, вызванные внутренними напряжениями, направлены преимущественно вдоль оси **c**. В результате возникают слои с повышенной и пониженной концентрацией S, параллельные (001) – широкой грани вискера. В областях повышенной концентрации вакансий угол моноклинности β возрастает, а в области пониженной – уменьшается, что может приводить к формированию новых политипов. При частичном СР фазы I росту дефицита S соответствует чередование фаз IV-I-II вдоль **c**, наблюдавшееся в [2]. Вариация концентрации S вдоль **c** подтверждается температурными зависимостями сопротивления образцов [2]: на них наблюдаются особенности при T_{P2}=145-150 K, типичные для «низкоомной подфазы» NbS_3-II [3], в которой обнаружен дефицит серы [3]. При этом в NbS_3-II наблюдались увеличенные по сравнению с обычными образцами [4] значения β [1,2], что подтверждает связь β с концентрацией вакансий.

Наличие атомарно тонких слоёв фазы II [1,2] подтверждается наблюдением ступенек Шапиро (СШ) на нелинейных ВАХ при подаче на образец ВЧ-СВЧ напряжения. Из отношения тока ВЗП к частоте, I_{CDW}/f, получена оценка доли фазы II, $\sim 10^{-5}$–10^{-4}. При этом, отношения I_{CDW}/f снижается при уменьшении расстояния между токовыми контактами. Это означает, что ток ВЗП течёт не в одном слое фазы II, а, как минимум, в нескольких.

Наблюдались СШ на рекордно высоких для макроскопических образцов частотах – до 2.5 ГГц. Мы связываем возможность достижения столь высоких частот без перегрева образца с тем, что атомно-тонкие проводящие слои NbS_3-II находятся в диэлектрической матрице NbS_3-I.

Приведённые результаты получены на образцах из одной ростовой партии. В нескольких других партиях также были обнаружены вискеры фазы I, содержащие примесь фазы II. Их удельное сопротивление ρ_{300} оказалось в диапазоне 1-10 Ом см. Для сравнения, для чистых фаз I и II значения ρ_{300}=80 Ом см [4] и 3×10^{-3}– 0.5 Ом см [3], соответственно. Из анализа отношений I_{CDW}/f мы заключили, что доля фазы II в них варьируется в ещё более широком диапазоне, 10^{-5} – 10^{-2}. Исследования в ПЭМ высокого разрешения [5] показали, что межфазные границы могут иметь и более сложную структуру, чем наблюдавшиеся в [1,2], и фаза II может появляться не только в виде слоёв, параллельных (001). По-видимому, для описания проводимости фазы II в таких образцах необходимо привлечь теорию перколяции. Сравнивая ВАХ одного из таких образцов и вискера чистой II фазы нанометровой толщины, мы оценили длину канала фазы II, определяющего сопротивление этого образца, а также нелинейность и СШ в нём, – около 10 мкм.

Таким образом, транспортные исследования прояснили структуру исследованных вискеров.

*[1] S. Hikami et al., Progr. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).*
[2] I.M.Tsidilkovski, Band Structure of semiconductors,Pergamon, Oxford(1982).

Влияние механических колебаний на проводимость волны зарядовой плотности в $(TaSe_4)_2I$

Салтыкова Д.Ю.[1], Никитин М.В.[1], Покровский В.Я.[1], Зыбцев С.Г.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, г. Москва, ул. Моховая, д.11-7*

Волна зарядовой плотности (ВЗП) – коллективное состояние электронов (электронный кристалл), которое можно рассматривать как упругую среду, способную деформироваться и скользить при приложении электрического поля. Синхронизация скольжения ВЗП с внешним высокочастотным полем проявляется в виде ступенек Шапиро (СШ) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) квазиодномерных проводников. Ранее показано, что аналогичные эффекты возникают и при возбуждении механических колебаний в кристаллах TaS_3 [2], в которых выражены электромеханические эффекты, связанные со взаимодействием ВЗП и решётки [3].

В настоящей работе исследовано влияние механических вибраций на проводимость кристаллов квазиодномерного проводника $(TaSe_4)_2I$ с ВЗП (240 К). В нём также выражены электромеханические эффекты, но они не так хорошо изучены [3]. Исследованы десять подвешенных между пьезоактюаторами образцов – хрупких пластин длиной 150–400 мкм – при температурах 160–220 К. Механические колебания возбуждались пьезоактюаторами на частотах до 10 МГц.

С применением методики гетеродинирования были измерены частотные зависимости напряжения смешения на образце [2]. Были обнаружены пики, соответствующие резонансным изгибным модам образца. Измерения частотной зависимости дифференциального сопротивления образца при напряжении близком к пороговому V_t показали наличие минимумов на тех же частотах, что свидетельствует о подавлении V_t под действием вибраций. Отсутствие эффекта вне резонанса подтверждает его механическую природу.

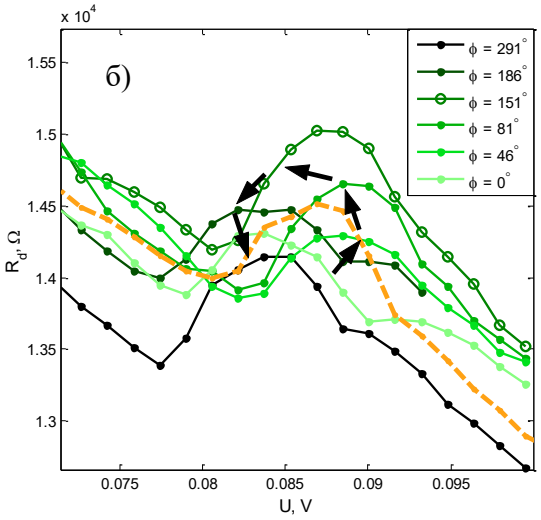


Рис. 1. Участок ВАХ образца, содержащий первую ступеньку Шапиро. Желтая кривая – при подаче ВЧ-поля на частоте 749 кГц только на образец, зеленые кривые сняты при вибрации пьезоактюаторов на этой же частоте, с различными разностями фаз между напряжением на образце и на пьезоактюаторах. Длина образца 175 мкм, ширина – 2 мкм. T=190K.

Ступеньки Шапиро, индуцированные только механическим воздействием, выражены слабо, однако при одновременной подаче ВЧ напряжения на образец и пьезоактюаторы наблюдается изменение их высоты. Установлено, что величина СШ зависит от фазового сдвига между двумя ВЧ сигналами: максимальное увеличение достигается при сдвиге фаз около 150° (рис. 1).

Полученные результаты показали, что в $(TaSe_4)_2I$ реализуется связь между воздействием механических колебаний и движением ВЗП. Это открывает перспективы для дальнейших исследований динамики ВЗП в $(TaSe_4)_2I$ и расширяет возможности для изучения электромеханических свойств данного слоистого материала.

*[1] Покровский В.Я. и др., УФН, **183**, 33 (2013).*
*[2] M.V. Nikitin et al., Appl. Phys. Lett., **118**, 223105 (2021).*
[3]J.W. Brill, Handbook of Elastic Properties..., Academic Press (2001).

Динамика волны зарядовой плотности при пространственно-неоднородном акустическом воздействии

Никитин М.В.[1], Покровский В.Я.[1], **Салтыкова Д.Ю.[1],** Колесов В.В.[1], Кашин В.В.[1], Кузнецова И.Е.[1], Недоспасов И.А.[1]

[1]ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, г. Москва, ул. Моховая, д. 11-7

Волна зарядовой плотности (ВЗП) — коллективное состояние электронов (электронный кристалл), которое можно рассматривать как упругую среду, способную деформироваться и скользить при приложении электрического поля [1]. Синхронизация скольжения ВЗП с внешним высокочастотным полем проявляется в виде ступенек Шапиро ($СШ_V$) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) квазиодномерных проводников. Ранее было показано, что эффект наблюдается не только при приложении электрического ВЧ-поля к образцу, но и при возбуждении в кристалле механических колебаний [2].

В настоящей работе исследовано влияние акустических волн на динамику ВЗП в вискерах ромбического TaS_3. Акустические волны поперечно-горизонтальной поляризации (λ = 3 мм) возбуждались в пьезоэлектрической пластине $LiNbO_3$ с помощью встречно-штыревых преобразователей. Образец длиной 740 мкм ($L \sim \lambda/4$) с поперечным размером порядка 1 × 0.1 мкм² был закреплён на поверхности подложки. При воздействии волн на частотах до 20 МГц на ВАХ образца наблюдались ступеньки Шапиро ($СШ_W$). Для сравнения регистрировались также $СШ_V$ при подаче ВЧ-напряжения непосредственно на образец (рис. 1).

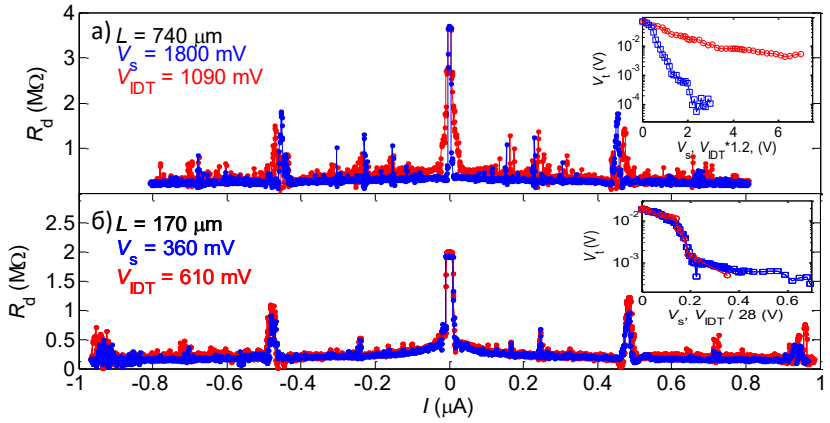


Рис. 1. Зависимости дифференциального сопротивления от тока для образца длиной 740 мкм (а) и 170 мкм (б) при воздействии на частоте 6.02 МГц ВЧ-поля (синий) и акустических волн (красный). На вставках приведены соответствующие зависимости порогового поля от амплитуды напряжения. T=120 K.

Обнаружено, что структура $СШ_W$ существенно отличается от $СШ_V$: они заметно шире и состоят из узких пиков (рис. 1а). Мы предположили, что это может быть связано со спецификой воздействия на образец упругой компоненты акустической волны. Однако при исследовании укороченного сегмента того же образца (L = 170 мкм, $L << \lambda$) различия между $СШ_W$ и $СШ_V$ на ВАХ практически исчезли (рис. 1б). Это означает, что особенности $СШ_W$ в длинном образце обусловлены пространственной неоднородностью акустического воздействия. При этом вопрос о вкладе электрической и деформационной компонент акустической волны в возникновение $СШ_W$ остается открытым и требует дальнейшего изучения.

[1] Покровский В.Я. и др., УФН, 183, 33 (2013).
[2] M.V. Nikitin et al., Appl. Phys. Lett., 118, 223105 (2021).

Спин-долинная релаксация ридберговских экситонов в атомарно-тонких полупроводниках

Семина М.А.[1], Глазов М.М.[1]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Ридберговские экситоны характеризуются большой пространственной протяжённостью волновой функции относительного движения электрона и дырки и малой силой осциллятора, что приводит к ряду новых и необычных эффектов [1]. Экспериментальной группой под руководством Кс. Мари (Тулуза, Франция) были выполнены прямые измерения оптической ориентации и спин-долинной релаксации экситонов с главным квантовым числом n=1… 3 в образцах с монослоем WSe_2, инкапсулированном в гексагональном нитриде бора [2]. Измерения с временным разрешением выявляют значительное увеличение времени спиновой релаксации с ростом главного квантового числа: от ~2 пс для основного состояния экситона, 1s, до примерно 75 пс для 3s экситона (рис. 1).

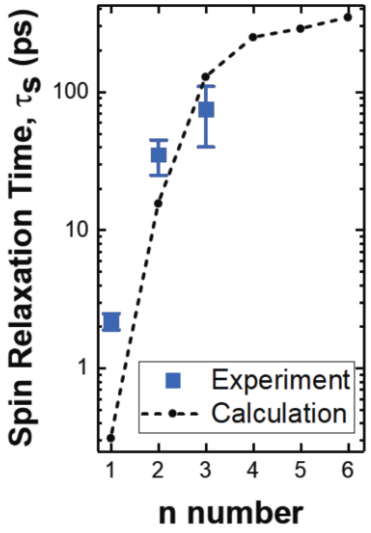


Рис. 1. Время спин-долинной релаксации экситонов в зависимости от главного квантового числа n. Символы – эксперимент, пунктирная кривая – расчет.

В данной работе представлена модель релаксации псевдоспина ридберговских экситонов в двумерных полупроводниках за счет электрон-дырочного обменного взаимодействия [3]. Ключом к количественному описанию эксперимента оказывается конкуренция подавления электрон-дырочного обмена и роста времени релаксации анизотропной части функции распределения с увеличением главного квантового числа n.

В режиме частых столкновений соответствующее время спин-долинной релаксации для n-го ридберговского состояния, τ_s^n, имеет известный вид [3]: $\frac{1}{\tau_s^n} = \langle (\Omega_K^n)^2 \cdot \tau_n^* \rangle$, где $\Omega_K^n = \alpha_n K$ - частота прецессии псевдоспина, обусловленная дальнодействующим обменным взаимодействие для экситонов с волновым вектором центра масс K, α_n — параметр обменного взаимодействия, связанный со скоростью радиационного затухания экситона, τ_n^* - время рассеяния экситона, обусловленное, в основном, рассеянием на акустических фононах, а угловые скобки обозначают усреднение по распределению экситонов по энергиям. Нами были численно найдены волновые функции основного и возбужденных состояний экситона в исследованном образце и на их основе рассчитаны зависимости как обменной энергии, так и времени рассеяния от главного квантового числа экситона n. Результаты расчета времен спин-долинной релаксации в зависимости от n представлены на рис. 1. Имеется количественное согласие с экспериментом для n=2 и 3. Анализ показал, что для n=1 режим частых столкновений не реализуется, а имеет место демпфированная прецессия псевдоспина.

Также теоретически исследован скейлинг зависимостей времен спин-долинной релаксации от главного квантового числа.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00142-П.

[1] Heckötter, A. Farenbruch, D. Frohlich, et al., Physics Reports ***1100****, 1 (2025).*
[2] V. Jindal, K. Mourzidis, M. Semina et al., arXiv :2604.07280 (2026).
[3] M. M. Glazov, T. Amand, X. Marie et al., Phys. Rev. B ***89****, 201302 (2014).*

Взаимодействие экситонов со свободными носителями заряда в монослоях ДПМ

А. В. Черненко[1], А. С. Бричкин[1], Г.М. Голышков[1], В.Е. Бисти[1]

[1]*ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д.2, 142432*

Экситоны определяют оптические свойства структур с монослоями дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) вплоть до комнатной температуры, поскольку их энергия связи достигает нескольких сотен мэВ [1]. Энергия связи внутрислоевых экситонов задает масштаб энергии экситонных комплексов в структурах ДПМ: связанных и локализованных экситонов, межслоевых (непрямых) экситонов в гетеробислоях, экситонов, непрямых в фазовом пространстве. Присутствие свободных носителе заряда в монослоях приводит к появлению дополнительной линии в спектре фотолюминесценции (ФЛ) и отражения, приписываемой заряженным экситонам (трионам), или в многочастичной трактовке, притягивающим ферми-поляронам. Свободные носители заряда, безусловно, влияют на возбужденные состояния всех экситонных комплексов.

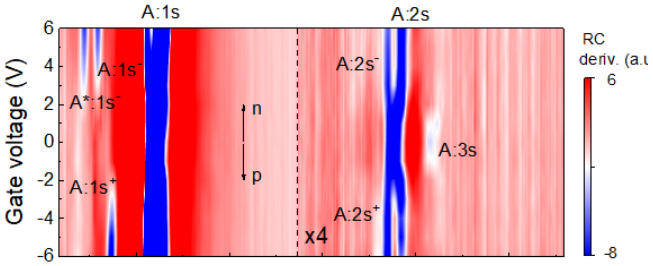


Рис. 1. Производная спектров отражения структуры nGr-hBN-$MoSe_2$-hBN-nGr с контактом к монослою при различных значениях приложенного напряжения V_g на обкладках и T=10 K. Отмечены основные и возбужденные состояния A-экситонов (A:1s$^+$, 2s) и положительных (A:1s$^+$, 2s$^+$) и отрицательных трионов (A:1s$^-$, 2s$^-$).

Для изучения этого влияния методом эксфолиации были сделаны структуры Graphene-hBN-MoSe2-hBN-Graphite и Graphene-hBN-WSe2-MoSe2-hBN-Graphite на подложке Si/SiO2. Один из слоев Gr касался монослоя, а второй был отделен от него слоем hBN толщиной в несколько десятков нанометров. Металлические контакты к графену Cr(50 нм)\Au(250 нм) были напылены термически. Слои гексагонального нитрида бора (hBN) толщиной 10-100 нм, играли роль (1) изолятора монослоя ДПМ от атмосферы, (2) барьера для носителей в монослоях и (3) изолирующего слоя между проводящими слоями графена(графита) и монослоями ДПМ. Исследования экситонных комплексов проводилось с помощью микрофотолюминесценции при нерезонансном оптическом возбуждении одномодовым лазером с длиной волны 532 нм, либо микроотражения при различном напряжении на контактах Vg.

В спектрах отражения от подобных структур наблюдаются возбужденные состояния A-экситонов (Рис.1). Кроме того, были обнаружены основные и возбужденные состояния положительно и отрицательно заряженных трионов. Определена зависимость плотности электронов и дырок и энергий экситонных и трионных состояний от Vg .Установлено, что возбужденные состояния экситонов весьма чувствительны к плотности свободных носителей заряда. Их линии быстро пропадают из спектров отражения при увеличении плотности, но при этом не наблюдается изменения энергии между основным и возбужденными состояниями, то есть изменения энергии связи экситона. Установлено, что возбужденные состояния экситона A:2s и A:3s пропадают из спектра при малых плотностях, соответствующих $r_s \geq 6$.

Найдено, что энергетическое расстояние между основными состояниями экситона и триона зависит как от плотности электронов, так и от температуры. Оказалось, что это расстояние увеличивается с температурой, что противоречит предположению о том, что плотность носителей заряда в монослое с температурой уменьшается и поднимают вопрос о природе линии ФЛ, приписываемой триону. Оценки энергии связи экситонов, локализованных на донорах и акцепторах в ближайшем к монослою ДПМ слою hBN, дают энергию связи близкую к наблюдаемой в эксперименте, что также и свидетельствует в пользу альтернативной трионам интерпретации природы этой линии [2]. Работа выполнена в рамках госзадания.

[1] Г. М. Голышков и др.//Письма в ЖЭТФ, 2024, том 120, вып. 4, с. 279 – 285.
[2] В.Е. Бисти и др.// ФТП, 2025, том 67, вып. 9, с. 1791 – 1797

Наномеханическое детектирование электронных вихрей

Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1], Погосов А.Г.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирска, ул. Ак. Лаврентьева д. 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2*

При определенных условиях электронный транспорт может описываться в рамках гидродинамической модели [1], подразумевающей, что электронная жидкость обладает ненулевой вязкостью. Одно из наиболее сильных ожиданий, порождаемых такой аналогией, - существование электронных вихрей. Долгое время их пытались обнаружить в транспортных измерениях, однако, как минимум, три обстоятельства – сохранение суммарного момента межэлектронными столкновениями, нетривиальная связь между током и напряжением в вязкостном режиме и необходимость отличать гидродинамические и баллистические эффекты – вызывают закономерные вопросы к интерпретации таких непрямых измерений. Необходимость и возможная ценность альтернативных подходов к изучению вязких электронных жидкостей становятся всё более очевидными.

Синтез электронной гидродинамики и наномеханики – науки о механических резонаторах субмикронных размеров – потенциально способен дать именно такой альтернативный подход. Механические методы ранее успешно применялись для изучения электронных систем и эффектов, начиная с осцилляций де Гааза – ван Альфена в макроскопических образцах и заканчивая переносом электронов в рамках устройства из двух квантовых точек [2]. В рамках настоящей работы [3] мы экспериментально показываем, что объединение гидродинамических электронных систем и наномеханических резонаторов на основе AlGaAs/GaAs напрямую решает острый вопрос детектирования электронных вихрей.

Вихрь обладает магнитным моментом и во внешнем латеральном магнитном поле стремится раз-

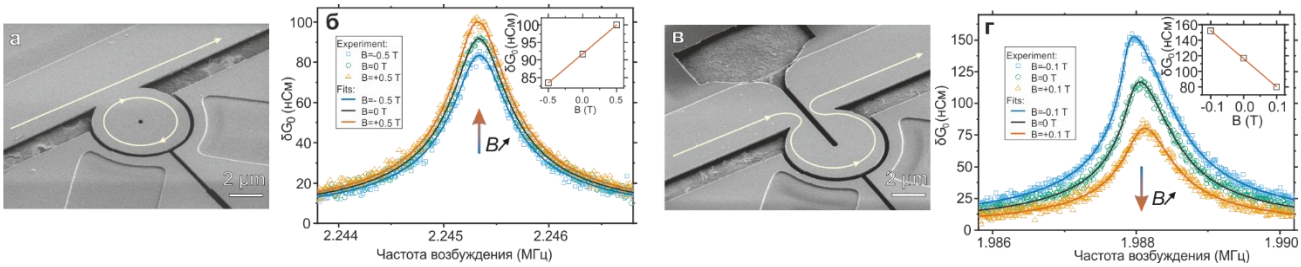


Рис. 1. (а,в) SEM-изображения экспериментальных образцов, допускающих (а) и не допускающих (в) образование электронного вихря. (б,г) Амплитуда механических колебаний, измеренная при различных магнитных полях, демонстрирует противоположный отклик на поле в образцах разных типов

вернуть свою ось вдоль поля, подобно стрелке компаса. Созданный в тонком подвешенном резонаторе-кантилевере, вихрь провоцирует его изгиб и, при возбуждении на собственной частоте – колебания. Прямое сравнение показывает, что образцы, геометрически способствующие и препятствующие образованию вихря, демонстрируют противоположный механический отклик на магнитное поле, что указывает на существование вихря и связанного с ним противотока в образцах одного из типов. Температурная зависимость эффекта позволяет идентифицировать природу вихря и плавный переход от баллистики к гидродинамике и затем – к омическому режиму при повышении температуры.

Электронная вязкость, трудноуловимая в транспорте, напрямую проявляется в механических измерениях и определяет динамику наноэлектромеханических систем, что открывает новые возможности изучения нелинейных явлений, похожих на электронную турбулентность.

Работа поддержана грантом РНФ №22-12-00343-П.

[1] M. Polini and A. K. Geim, Physics Today ***6,*** *28-34 (2020)*
[2] I. Khivrich, A. Clerk and S. Ilani, Nat. Nanotech. ***14****, 161–167 (2019)*
[3] A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov and A. G. Pogosov, arXiv:2604.02961 [cond-mat.mes-hall]

Теория экситон-магнонного взаимодействия и взаимного увлечения в слоистом антиферромагнетике CrSBr

Яковлев З.А.[1], Глазов М.М.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Среди новых активно исследуемых в последние годы слоистых материалов особо выделяются магнитные полупроводники, ярким представителем которых является анизотропный ван-дер-ваальсов антиферромагнетик CrSBr с шириной запрещённой зоны ~ 1.5 мэВ и экситонами с большой энергией связи ~ 0.2 мэВ [1]. Магнитная структура CrSBr обусловлена сильным внутрислоевым ферромагнитным взаимодействием с легкой осью в плоскости слоев, и относительно слабым межслоевым антиферромагнитным взаимодействием. Отличительной особенностью CrSBr является эффективное взаимодействие экситонной и магнитной подсистем, проявляющееся в сильном отрицательном диамагнитном сдвиге энергии экситона во внешнем магнитном поле, скоррелированном с магнитной структурой материала [2], и необычных транспортных свойствах. Расширение экситонного облака в плоскости слоев оказывается быстрым и практически изотропным, при этом и скорость расширения максимальна при температуре Нееля, что невозможно описать в рамках классической диффузии экситонов [3]. В данной работы предложена микроскопическая модель экситон-магнонного взаимодействия и разработана теория эффекта увлечения экситонов магнонами в бислое CrSBr, позволяющая объяснить эксперимент [3].

Предложен орбитальный механизм экситон-магнонного взаимодействия. В равновесии спины электронов сонаправлены с намагниченностью и их состояния ортогональны в соседних монослоях. При прохождении магнонов намагниченности слоев скашиваются, что разрешает туннелирование и приводит к смешиванию внутри- и межслоевых экситонов (см. вставку на рис. 1). В формализме вторичного квантования выведен гамильтониан экситон-магнонного взаимодействия и показано, что взаимодействие носит двухмагнонный характер.

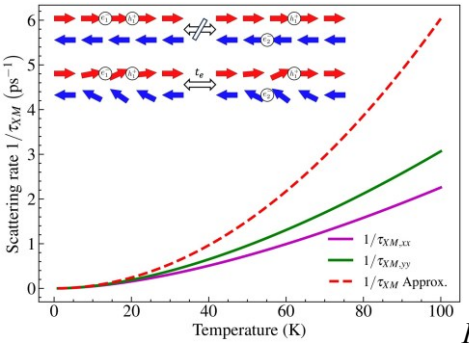


Рис. 1. Зависимость темпа рассеяния экситонов на тепловых магнонах от температуры. На вставке орбитальный механизм экситон-магнонного взаимодействия: скашивание намагниченности при прохождении магнона смешивает ортогональные состояния внутри- и межслоевого экситонов [4].

На основе полученного гамильтониана выведено кинетического уравнения и рассчитано время экситон-магнонного рассеяния, составляющее доли пикосекунд (рис. 1). Показано, что взаимодействие экситонов с магнонами является определяющим при описании транспортных свойств экситонов [4]. Темп рассеяния экситонов на магнонах (в отличие от фононов) квадратично зависит от температуры, что приводит к наблюдаемой экспериментально линейной температурной зависимости коэффициента диффузии экситонов при их увлечении магнонами. Сжатие экситонного пятна при низких температурах также может объясняться взаимодействием с длинноволновыми магнонами с аномальной дисперсией, обусловленной дальнодействующим диполь-дипольным взаимодействием.

Работа поддержана грантом РНФ 23-12-00142-П.

[1] N. P. Wilson, et. al., Nature Materials, ***20****, 1657–1662 (2021).*
[2] Y. J. Bae, et. al., Nature, ***609****, 282–286 (2022).*
[3] F. Dirnberger, S. Terres, Z.A. Iakovlev et. al., Nature Nanotechnology, ***21****, 65-70 (2026).*
[4] Z.A. Iakovlev et. al., arXiv:2512.05835 (2025).

Секция 9

Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и **метаматериалы. Нанофотоника,** квантовая оптика. **Оптомеханика**.

Генерация второй гармоники в закрученной двухслойной фотонной структуре

Вяткин Е.С.[1], Тарасенко С.А.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*

В настоящее время активно исследуются методы усиления нелинейных оптических эффектов в двумерных материалах с использованием метаповерхностей. Наличие метаповерхности вблизи двумерного нелинейного кристалла позволяет существенно увеличить эффективность генерации второй гармоники за счет усиления ближнего поля на частотах оптических резонансов [1,2]. В объемных нелинейных средах эффективная конверсия излучения достигается при выполнении условия фазового синхронизма. Эффективным способом его реализации является подстройка угла распространения волны относительно оптической оси кристалла. В двумерных системах эффективные частоты генерации определяются спектральным положением фотонных резонансов, зависящих напрямую от геометрии структуры.

В данной работе построена аналитическая теория усиления ближнего поля и генерации второй гармоники в муаровой структуре, состоящей из двух повернутых друг относительно друга слоев с латеральной модуляций диэлектрической проницаемости, рис. 1. Налетающая электромагнитная волна возбуждает в условиях резонанса волноводные моды в двухслойной системе, что приводит к многократному усилению ближнего поля и, тем самым, нелинейного отклика в самой структуре и в двумерном материале, расположенном вблизи. Взаимодействие между слоями через ближние поля приводит к формированию резонансных состояний, спектральное положение которых чувствительно к углу скручивания [3].

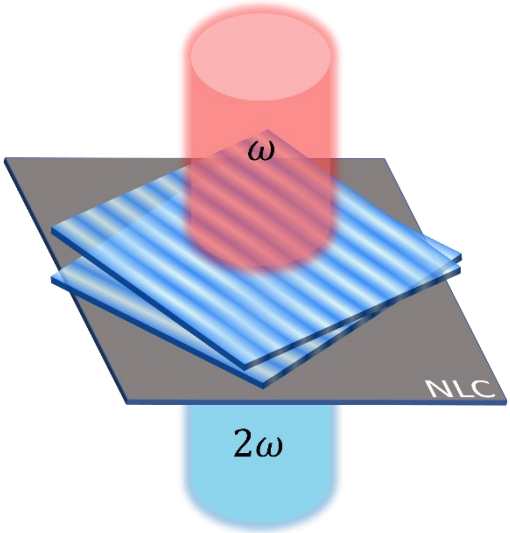


Рис. 2. Усиление генерации второй гармоники в нелинейном кристалле на высокодобротных оптических резонансах закрученной двухслойной фотонно-кристаллической структуры.

Показано, что при превышении некоторого критического угла скручивания происходит подавление дифракционных каналов, связанных с рассеянием на муаре. Это приводит к возникновению высокодобротной моды, частота которой может эффективно перестраиваться в широком спектральном диапазоне. Разработанная аналитическая теория описывает положение высокодобротной моды, усиление ближнего поля и интенсивность генерации второй гармоники через материальные и геометрические параметры структуры. Таким образом, варьируя угол скручивания, можно реализовать значительное усиление сигнала второй гармоники на заданной частоте.

Работы выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00211-П.

[1] T. Ning et al., Nanophotonics ***12****, 4009 (2023).*
[2] E.S. Vyatkin and S.A. Tarasenko, arXiv:2511.04325.
[3] E.S. Vyatkin, A.V. Poshakinskiy, and S.A. Tarasenko, Phys. Rev. B ***111****, 125303 (2025).*

Метод резонансного подпространства для составных фотонно-кристаллических систем

Гиппиус Н.А, Фрадкин И.М., Салахова Н.С., Дьяков С.А.

Сколтех, Большой бульвар д. 30, стр. 1, Москва 121205, Россия

Полупроводниковые наноструктуры занимают центральное место в современной фотонике. Для корректного описания их оптических свойств часто необходимо учитывать перераспределение электромагнитного поля вблизи структур и возможность его резонансного усиления для частоты кванта близкой к резонансу фотонной системы. В докладе рассматривается метод построения резонансного приближения для матрицы рассеяния, описывающей перераспределение светового поля в окрестности полупроводниковой наноструктуры.

На примере структур, допускающих разбиение на две нерезонансные подсистемы, продемонстрирована возможность построения регулярной аппроксимации положений резонансов составной системы. Все элементы резонансного представления определяются прямым расчётом в ограниченном числе точек пространства параметров и в дальнейшем допускают достаточно точную аппроксимацию в более широкой области параметров задачи. Предложенный метод позволяет конструктивно выделить резонансную часть матрицы рассеяния и построить регулярные схемы аппроксимации для расчёта оптических свойств резонансных фотонных структур, не требующих многочисленных и ресурсоёмких вычислений.

Рассматриваемые системы фотоники представляют собой слоистые структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в плоскости слоёв и могут быть изготовлены с использованием хорошо развитых полупроводниковых микро- и нанотехнологий. Возможность управления дисперсионными свойствами оптических резонансов в полупроводниковых структурах за счёт модификации архитектуры фотонно-кристаллической ячейки открывает широкие возможности для применения этих систем в качестве базовых элементов фотоники.

Модальный метод Фурье (FMM) (или метод матрицы рассеяния) является очень эффективным инструментом для изучения оптических свойств многослойных структур, состоящих из двумерно-периодических слоёв, инвариантных в вертикальном направлении [1-6]. Однако для задач, требующих интегрирования по волновым векторам в плоскости структуры, необходимость многочисленных однотипных расчётов снижает эффективность этого метода. Рассматриваемый в докладе подход существенно расширяет возможности FMM.

[1] S.G. Tikhodeev et al., Phys. Rev. B 66(4), 045102 (2002).
[2] N.A. Gippius et al., Phys. Rev. B 72(4), 045138 (2005).
[3] N.A. Gippius et al., Optics Express 18(7), 7569 (2010).
[4] I.M. Fradkin et al., Phys. Rev. B 99(7), 075310 (2019).
[5] S.A. Dyakov et al., Laser Photonics Rev. 15, 2000242 (2021).
[6] С.А. Дьяков et al., Письма в ЖЭТФ 122(10), 619 (2025).

Управление распространением экситон поляритонов в CrSBr

Горелкина Т.Д.[1], Калантаевский И.Э.[1], Кравцов В.А. [1]

[1]*Университет ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49*

В последние годы слоистые ван-дер-ваальсовы магнетики привлекают внимание как платформа для управляемой нанофотоники. Среди них особый интерес представляет CrSBr — антиферромагнетик с высокой температурой Нееля (132 К) и выраженным экситонным резонансом в ближнем инфракрасном диапазоне. Важной особенностью CrSBr является возможность переключения между антиферромагнитной и ферромагнитной фазами под действием внешнего магнитного поля умеренной величины, что сопровождается изменением его оптических свойств [1, 2].

В данной работе исследуются экситон поляритоны, формирующиеся в фотонно-кристаллических структурах CrSBr. Поляритоны в таких системах возникают за счёт сильной связи экситонного резонанса материала с волноводными модами. Результаты углово-разрешённой спектроскопии свидетельствуют о наличии дисперсионных ветвей с высокими значениями групповой скорости, что подтверждает возможность эффективного распространения поляритонных возбуждений в структуре.

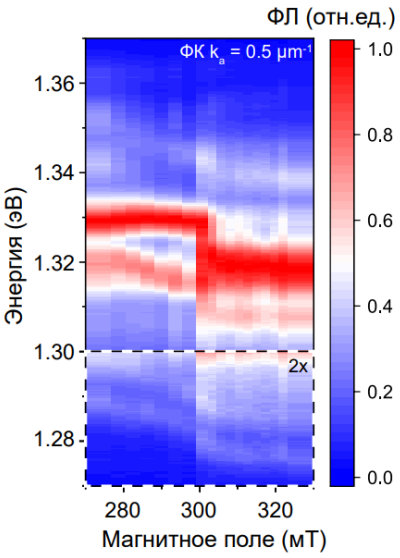


Рис. 1. Зависимость нормированных спектров фотолюминесценции от магнитного поля, измеренных на образце ФК CrSBr в области перехода антиферромагнитный–ферромагнитный состояния при $k_a = 0.5\ \mu m^{-1}$.

Особый интерес представляет поведение поляритонов в условиях перехода между магнитными фазами. Как показано на рис. 1, при увеличении внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль лёгкой оси намагничивания, происходит постепенное изменение спектрального положения поляритонных мод. В области перехода, где антиферромагнитная и ферромагнитная фазы сосуществуют в различных слоях образца, наблюдается плавный сдвиг энергий поляритонов. Такое поведение объясняется одновременным взаимодействием фотонной моды с экситонами обеих фаз, что позволяет непрерывно изменять дисперсию поляритонов без скачков.

В рамках настоящей работы основное внимание уделяется изучению закономерностей распространения поляритонов в CrSBr на различных пространственных масштабах. Исследуется зависимость дальности переноса поляритонного сигнала от расстояния. Фиксируется контроль направления распространения поляритонов при смене фазового состояния с АФМ на ФМ. Полученные результаты демонстрируют потенциал CrSBr как активной среды для управления поляритонным транспортом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-22-20038, https://rscf.ru/project/25-22-20038/, за счет средств гранта Санкт-Петербургского научного фонда № 25-22-20038.

[1] F. Dirnberger et al., Nature, ***620****, 533 (2023).*

[2] N.P. Wilson et al., Nat. Mater., ***20****, 1657 (2021).*

Нелинейный отклик полупроводникового микрорезонатора с экситонными слоями

Дмитриева О.А.[1,2,3], Тиходеев С. Г.[1,2,3]

[1] *МГУ им. М.В.Ломоносова, РФ, Москва, Ленинские горы, д. 1*
[2] *Сколковский институт науки и технологий, РФ, Москва, Большой бульвар д.30, стр.1*
[3] *ИОФ РАН им. А.М. Прохорова Российской академии наук, РФ, Москва, ул. Вавилова, д. 38*

Нелинейные свойства систем, в которых резонансная оптическая мода взаимодействует с экситонами в активной области полупроводникового резонатора, активно исследуются [1-4] из-за потенциальных применений в микроэлектронике и информатике. В настоящей работе разработано самосогласованное теоретическое описание явлений би- и мультистабильности в полупроводниковом микрорезонаторе с квантовыми ямами при сильном резонансном оптическом возбуждении, учитывающее неоднородность пространственного распределения электромагнитного поля в областях локализации нелинейных экситонов.

Было ранее показано [1–3], что в брэгговском микрорезонаторе с квантовыми ямами в активной области можно наблюдать возникновение би- и мультистабильного отклика при увеличении оптической накачки из-за синего сдвига экситонной частоты, возникающего при высокой плотности экситонов из-за их взаимодействия (отталкивания). В случае хиральных систем снятие вырождения между состояниями света с правой и левой циркулярной поляризацией приводит к возникновению резких скачков интенсивности и степени циркулярной поляризации отклика при усилении интенсивности внешней накачки на частоте, близкой к резонансной частоте системы в линейном случае [5].

В настоящей работе проведён самосогласованный расчёт с учётом неоднородности распределения электрического поля и экситонной плотности в системе [6]. Для расчёта линейного отклика системы использовались Фурье-модальное разложение и метод оптической матрицы рассеяния [7,8]. При этом нелинейность, связанная с экситон-экситонным взаимодействием, учитывалась в изменении значений диэлектрической проницаемости в зависимости от экситонной плотности. При данной интенсивности накачки выбиралось некоторое исходное распределение диэлектрической проницаемости в экситонной области и для него с помощью метода матрицы рассеяния вычислялись распределение электрического поля и экситонной плотности, а по ним производился расчёт новой диэлектрической проницаемости с учётом синего сдвига резонансной частоты экситона. Различие между затравочной и новой диэлектрической проницаемостью минимизировалось методом Ньютона.

В результате расчёта были получены распределения экситонной плотности и электрического поля в системе в зависимости от поля накачки.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант №22-12-00351-П.

[1] N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii et al., Europhys.Lett., ***67****, 997 (2004).*
[2] N.A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov et al., Phys. Rev. Lett., ***98****, 236401 (2007).*
[3] С.С. Гаврилов, УФН, ***190****, 137 (2020).*
[4] Kravtsov et al., Light: Science & Applications, ***9*** *56 (2020).*
[5] Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г., Доклады РАН. Физика. Технические науки, ***510****, 10–15 (2023).*
[6] Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г., ЖЭТФ, ***169****, 181-188 (2026).*
[7] Whittaker D.M., Culshaw I.S., Phys. Rev. B, ***60*** *(15), 2610– 2618 (1999).*
[8] Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., Ishihara T., Phys. Rev. B, ***66*** *(4), 045102 (2002).*

Структура и оптические свойства кластеров точечных дефектов, введенных в кремний облучением ионами Ge^+

Смагина Ж.В.[1], Зиновьев В.А.[1], Зиновьева А.Ф.[1], Федина Л.И.[1], Гутаковский А.К.[1], Вдовин В.И.[1], Яблонский А.Н.[2], **Захаров В.Е.[2]**, Мудрый А.В.[3], Живулько В.Д.[3], Двуреченский А.В.[1]

[1]ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13
[2]ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7
[3]ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», 220072, г. Минск, ул. Петруся Бровки

В настоящее время одним из перспективных направлений развития современной микроэлектроники является интегральная фотоника на основе кремния. Основная проблема в создании высокоэффективных источников излучения на основе кремния связана с его непрямозонной структурой. Одним из способов увеличения эффективности излучения кремниевых структур является введение дефектов различного типа под воздействием ионного облучения [1, 2]. В зависимости от типа ионов, энергии, дозы облучения и температуры отжига могут образовываться комплексы оптически активных точечных дефектов, которые излучают свет на различных длинах волн в инфракрасной области спектра. В работе представлены новые данные по созданию и исследованию светоизлучающих структур двух типов: структуры с GeSi квантовыми точками (КТ), выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии при одновременном облучении ионами Ge^+ с энергией 2 кэВ, и структуры, синтезированные с помощью имплантации ионов Ge^+ с энергией 80 кэВ и дозой облучения 10^{15} $см^{-2}$ в подложки "кремний-на-изоляторе" (КНИ) и последующего термического отжига при температурах 300°–800°C в атмосфере азота. Для структур первого типа интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) в условиях облучения ионами Ge^+ в 3 раза превосходит интенсивность ФЛ структур, выращенных без ионного облучения. Максимум интенсивности излучения GeSi КТ, созданных без ионного облучения на подложке КНИ, наблюдается при 0.85 эВ. В структурах, выращенных в условиях ионного облучения, наблюдается сдвиг максимума интенсивности ФЛ в сторону меньших энергий до ~ 0.775 эВ. Сдвиг полосы излучения может быть связан с образованием дефектов, дающих более глубокие энергетические уровни, чем уровни носителей заряда в КТ. В спектрах ФЛ структур с GeSi КТ, выращенных без ионного облучения, наблюдается непрерывное смещение полосы излучения GeSi КТ (~30 мэВ) в сторону больших энергий фотонов по мере увеличения мощности фотовозбуждения. Спектральное положение максимума интенсивности ФЛ при 0.775 эВ для структур, созданных в условиях ионного облучения, не зависят от мощности фотовозбуждения, что указывает на высокую скорость излучательной рекомбинации. В спектрах ФЛ структур второго типа, отожженных при <500°C, присутствуют узкие пики, связанные с излучательной рекомбинацией экситонов на ионно-индуцированных дефектах, в состав которых входят собственные междоузельные атомы Si. Исследования ВРЭМ показали, что в структурах отожжённых при температурах ≥ 500°C протяженные {113} дефекты становятся доминирующими. Максимумы интенсивности излучения в спектрах ФЛ при 0.89 эВ и 0.936 эВ можно отнести к данным дефектам типа {113}. Однако при температурах отжига ≥ 700°C начинают преобладать дефекты типа {001}, с чем может быть связано возрастание интенсивности широкой полосы излучения с максимумом при 0.78 эВ. Спектральное положение указанной полосы не зависит от мощности фотовозбуждения. Структуры с оптически активными дефектами созданными ионным облучением были встроены в микрорезонаторы. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023).

*[1] L. Spindlberger et al. Materials Science in Semiconductor Processing, **181**, 108616 (2024).*
*[2] Н.А. Соболев и др., ФТП, **56**(9), 904 (2022).*

Пространственное распределение излучения различных мод в двумерных фотонных кристаллах

В.Е. Захаров[1], А.Н. Яблонский[1], Д.В. Юрасов[1], М.В. Шалеев[1], Д.В. Шенгуров[1], В.А. Вербус[1,2], Е.Е. Родякина[3], Ж.В. Смагина[2], С.А. Дьяков[4], А.В. Новиков[1]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*НИУ «Высшая школа экономики», 603155 Нижний Новгород, Россия*
[3]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13*
[4]*Сколковский институт науки и технологий, 121205, г. Москва, Большой бул., д. 30*

Одним из направлений современной фотоники является управление характеристиками излучения полупроводниковых структур с помощью фотонных кристаллов (ФК). За счет выбора параметров ФК (симметрии и периода решетки, размеров и формы отверстий и т.д.) в световом конусе в нужном спектральном диапазоне могут быть сформированы как высокодобротные моды "связанных состояний в континууме", так и низкодобротные, радиационные моды [1]. При этом высокодобротные состояния могут быть реализованы как в Г-точке зоны Бриллюэна, так и вдали от нее [1, 2]. Кроме добротности моды ФК могут также характеризоваться различной, в том числе, близкой к нулевой, дисперсионной зависимостью [3]. Различия в добротности и дисперсионной зависимости оказывают существенное влияние на распространение связанного с ними излучения в ФК и эффективность его вывода из структуры. В представляемой работе особенности распространения и выхода излучения, связанного с различными модами ФК, экспериментально исследованы на примере двумерных ФК, сформированных на структурах с Ge(Si) нановстровками, с использованием оригинальной методики спектроскопии микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) с разнесением областей возбуждения и сбора излучения.

С помощью метода микро-ФЛ с высоким пространственным и спектральным разрешением [1-3] обнаружено, что распределение интенсивности ФЛ по поверхности ФК существенно различается для разных типов мод ФК. Продемонстрирована существенная модификация вида спектров ФЛ двумерных ФК при изменении взаимного расположения области возбуждения ФЛ и области сбора излучения на поверхности ФК. Показано, что при разнесении областей возбуждения и сбора излучения в спектрах ФЛ наблюдаются отдельные узкие линии, соответствующие определённым высокодобротным состояниям в зонной диаграмме ФК. Обнаружено, что спектры, измеренные с разнесением областей возбуждения ФЛ и сбора излучения, зависят от направления разнесения этих областей относительно осей симметрии ФК. Для интерпретации полученных экспериментальных данных была исследована зависимость вида спектров ФЛ двумерных ФК от таких параметров как период, тип симметрии решётки ФК, диаметра и формы отверстий ФК, а также от геометрических размеров ФК. Также были проведены экспериментальные исследования дисперсионных зависимостей излучательной способности двумерных ФК с различными параметрами и сравнение полученных данных с результатами расчетов зонных диаграмм ФК.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 25-12-00367) с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН "Физика и технология микро- и наноструктур".

[1] S.A. Dyakov, et al. Laser Photonics Rev. ***15****, 2000242 (2021).*
[2] A. Peretokin, M. Stepikhova, A. Yablonskiy et al., J. Appl. Phys ***138****, 123105 (2025)*
[3] A.V. Peretokin, et al. Nanomaterials, 13(10), 1678 (2023).

Перестраиваемый метаматериал на основе двумерной электронной системы в геометрии разрезного кольцевого резонатора

А.С. Казаков [1], И.С. Шинко[1,2], И.В. Андреев [1], В.М. Муравьев [1], И.В. Кукушкин[1]

[1] *ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2*
[2] *МФТИ (НИУ), 141701, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9*

Интенсивное развитие науки о метаматериалах в настоящее время существенным образом стимулирует интерес к плазменным возбуждениям в двумерных электронных системах (ДЭС). Спектр применений и эффективность метаматериалов, основное преимущество которых проистекает из произвольности выбора конфигурации структуры, могут быть существенно расширены за счет перестроения электромагнитных свойств таких структур в процессе работы, что естественным образом достигается путем использования ДЭС в основе метаматериала. В текущей работе исследованы двумерные плазменные возбуждения в мезаструктурах, имеющих геометрию разрезного кольцевого резонатора (SRR) с различными геометрическими параметрами. Особый акцент сделан на исследовании возможности перестроения электромагнитного отклика в таких метаматериалах.

Эксперименты проводились на полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs с одиночной квантовой ямой, содержащей ДЭС. Двумерная концентрация высокоподвижных электронов ($\mu \approx 10^6$ см^2/(В·с) при $T = 4.2$ K) оценивалась по спектрам фотолюминесценции в магнитных полях до $B = 2$ Т при температуре $T = 4.2$ K и варьировалась для исследуемых образцов в диапазоне $n_s = 1.5\times10^{11} – 2.5\times10^{11}$ см$^{-2}$. Мезаструктуры в геометрии SRR с различными геометрическими параметрами на основе ДЭС были изготовлены методом фотолитографии. Внешний и внутренний диаметры всех образцов составляли $D = 600$ мкм и $d = 400$ мкм соответственно. Регистрация резонансного микроволнового поглощения в ДЭС осуществлялась с использованием бесконтактной оптической методики, основанной на высокой чувствительности спектра рекомбинационной фотолюминесценции к даже слабому разогреву ДЭС в GaAs [1]. Численный анализ электромагнитного отклика был выполнен с использованием метода конечных разностей во временной области (FDTD).

Показано, что понижение симметрии мезаструктуры на основе ДЭС в форме кольца за счет введения разреза приводит к появлению дополнительной низкочастотной плазменной моды, возбуждаемой переменным электрическим полем, поляризованным поперек разреза. Как фундаментальная, так и индуцированная разрезом моды характеризуются квазиодномерной магнитодисперсией с отрицательным наклоном и имеют продольный характер: для этих двумерных плазменных мод волновые числа определяются эффективным периметром кольца ДЭС. Продемонстрировано, что индуцированный разрезом резонанс чувствителен к геометрии SRR. Частота связанной с разрезом плазменной моды уменьшается с увеличением длины разреза. Изменение ширины разреза оказывает слабо заметное влияние на резонансную частоту, тогда как вырезание сектора из кольца существенно изменяет волновое число плазмона q и, соответственно, резонансную частоту индуцированной разрезом плазменной моды. Наконец, показано, что использование электростатических затворов или интеграция активных элементов в SRR-мезаструктуру на основе ДЭС позволяет осуществлять *in situ* перестройку частоты плазмона. Благодаря широким возможностям перестроения резонансной частоты как на этапе разработки дизайна мезаструктуры, так и в процессе измерений, а также присущей двумерным плазменным возбуждениям субволновой локализации, плазменные резонаторы на основе ДЭС в форме разрезного кольцевого резонатора представляют собой перспективные активные элементы метаповерхностей.

[1] Muravev V. M. et al. Physical Review B, 93 (4), 041110 (2016).

Усиление фототока в Ge/Si фотодиодах с квантовыми точками, содержащих двумерные решетки микроотверстий различной глубины

Кириенко В.В.[1], Якимов А.И.[1], Уткин Д.Е.[1,2], Двуреченский А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Субволновые периодические решетки отверстий на поверхности полупроводника с периодом, сравнимым с длиной волны оптического излучения, могут служить фотонными ловушками и стимулировать усиление поглощения света в диапазоне длин волн, определяемом параметрами решетки, за счет формирования планарных волноводных мод и увеличения длины поглощения. Для достижения максимального эффекта необходимо, чтобы максимум интенсивности латеральных оптических мод находился в фотоактивной области фотодетектора. Однако при проникновении отверстий вглубь детектора уменьшается объем полупроводника, способного поглощать фотоны. Целью работы было установление оптимальных условий реализации максимального усиления фототока в кремниевых фотодиодах с квантовыми точками Ge, содержащих решетки микроотверстий различной глубины.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремния на изоляторе и представляли собой вертикальные pin фотодиоды со встроенными в базовую область 10-ю слоями квантовых точек Ge. Область, занятая квантовыми точками, располагалась на расстоянии 270 нм от поверхности гетероструктуры. Прямоугольные решетки воздушных отверстий с периодом 1700 нм и диаметром 1300 нм создавались с помощью реактивного ионного травления слоев SiGe через металлическую маску. Глубина отверстий варьировалась от 100 до 550 нм

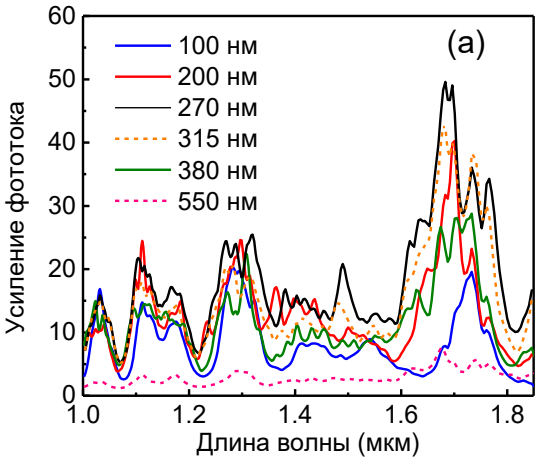


Рис.1. Спектральные характеристики коэффициента усиления фототока в вертикальном pin-диоде с фотонными ловушками для различной глубины отверстий от 100 до 550 нм.

Измерения коэффициента отражения в диапазоне длин волн 1-2 мкм продемонстрировали, что планарные моды формируются при глубине отверстий больше 100 нм. На Рис.1 показана спектральная зависимость коэффициента усиления фототока структурой с фотонными ловушками, определяемого как отношение спектральных характеристик фототока образцов с отверстиями и без них, для различной глубины отверстий. Установлено, что максимальный коэффициент усиления фототока обеспечивается, когда глубина отверстий достигает области, занятой квантовыми точками, не проникая внутрь ее. Для решеток отверстий с периодом 1700 нм и диаметром 1300 нм обнаружено 50-ти кратное увеличение фототока на длине волны 1.7 мкм.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023). Авторы благодарят ЦКП «ВТАН НГУ» и ЦКП «Наноструктуры» за технологическую и инструментальную поддержку.

Оптическая анизотропия решётки металлических наночастиц

Коротченков А.В., Аверкиев Н.С.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Возможность локализации электромагнитного поля на наномасштабах, управления распространением света и его поляризацией привлекает внимание к металлическим структурам, оптические свойства которых определяются плазмонами. Особый интерес вызывает взаимодействие плазмонов с экситонами в полупроводниковых наноструктурах. Современные методы позволяют получать упорядоченные массивы металлических наночастиц с заданным положением плазмонных резонансов. Для диагностики подобных “искусственных материалов” применялась спектроскопия анизотропного отражения, выявляющая малейшую анизотропию слоя наночастиц [1]. Помимо отличия коэффициентов отражения света $r_\alpha \neq r_\beta$ при нормальном падении, которое свидетельствует о неэквивалентности направлений α и β, при наклонном падении возможно преобразование поляризации (s в p и наоборот). Этот эффект, связанный с пространственной дисперсией, усиливается вблизи плазмонных резонансов.

Рассмотрена квадратная решётка с периодом A из металлических наночастиц с дипольной поляризуемостью $\chi^0_{\alpha\alpha}\delta_{\alpha\beta}$ в осях решётки x, y и нормали z. Отклик на поле падающей волны с волновым вектором в плоскости $\boldsymbol{\kappa} = k\sin\theta\left(\boldsymbol{e}_x\cos\phi + \boldsymbol{e}_y\sin\phi\right)$ и $k_z = k\cos\theta$ определяется тензором эффективной поляризуемости

$$\hat{\chi}(\boldsymbol{\kappa}) = \left((\hat{\chi}^0)^{-1} - \hat{S}(\boldsymbol{\kappa})\right)^{-1},$$

где сумма $\hat{S}(\boldsymbol{\kappa})$ учитывает диполь-дипольные взаимодействия между частицами. Поскольку $S_{xx}(0) = S_{yy}(0)$ и $S_{xy}(0) = 0$, при нормальном падении коэффициенты отражения линейно поляризованного света

$$r_\alpha(0) = 2\pi ik/A^2\ \chi_{\alpha\alpha}(0), \qquad \alpha = x, y$$

отличаются в случае асимметричных частиц, $\chi^0_{xx} \neq \chi^0_{yy}$.

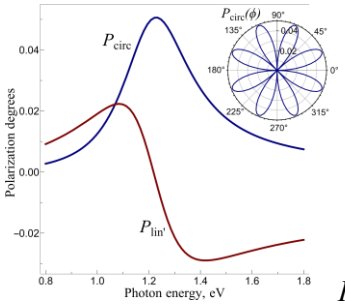


Рис. 1. Параметры Стокса при отражении p-поляризованного света под углом $\theta = 45°$, $\phi = 22°$ от решётки сфероидов из золота в GaAs ($a_{x,y} = 15\ nm$, $a_z = 0.5a$, $A = 50\ nm$).

При наклонном падении света преобразование поляризации происходит даже в случае симметричных наночастиц с $\chi^0_{xx} = \chi^0_{yy}$. Коэффициенты отражения с сохранением либо изменением поляризации равны

$$r_{sp} = 2\pi ik/A^2\left[\sin 2\phi\left(\chi_{yy} - \chi_{xx}\right)/2\ + \cos 2\phi\,\chi_{xy}\right]$$

$$r_{ss} = 2\pi ik^2/(k_z A^2)\ \left[\sin^2\phi\,\chi_{xx} + \cos^2\phi\,\chi_{yy} - \sin 2\phi\,\chi_{xy}\right]$$

$$r_{pp} = 2\pi ik_z/A^2\left[\cos^2\phi\,\chi_{xx} + \sin^2\phi\,\chi_{yy}\ + \sin 2\phi\,\chi_{xy}\right] - 2\pi i\kappa^2/(k_z A^2)\chi_{zz}$$

Подчеркнем, что отличие компонент поляризуемости $\chi_{xx}(\boldsymbol{\kappa}) \neq \chi_{yy}(\boldsymbol{\kappa})$ и $\chi_{xy}(\boldsymbol{\kappa}) \neq 0$ в данном случае обусловлено зависимостью решёточной суммы $\hat{S}(\boldsymbol{\kappa})$ от волнового вектора. На Рис. 1 представлены спектры параметров Стокса $P_{\text{lin}'} + iP_{\text{circ}} = 2\,(r_{sp}/r_{pp})$ отражённого света, а также зависимость степени циркулярной поляризации P_{circ} от угла поворота ϕ плоскости падения. Подобный эффект наблюдался для квантовых ям вблизи экситонного резонанса [2]. Таким образом, измерение преобразования поляризации света является дополнительным методом исследования слоя металлических наночастиц.

[1] V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin, V.N. Petrov, A.B. Gordeeva, Surf. Sci. ***632****, L19 (2015); V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin, P.A. Alekseev et al., Surf. Sci.* ***742****, 122437 (2024).*

[2] L.V. Kotova, A.V. Platonov, V.N. Kats, V.P. Kochereshko et al., Phys. Rev. B ***94****, 165309 (2016).*

Механизмы резонансного рассеяния и переизлучения фотонов в двухуровневой системе при импульсном возбуждении

Крайнов И.В., Галимов А.И., Рахлин М.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

В работе исследовалась квантовая электродинамика оптического микрорезонатора с двухуровневой системой, аналогом которой является квантовая точка (КТ). Подобные системы активно используются в качестве источников одиночных фотонов для систем квантовой криптографии и квантовых вычислений. Наиболее эффективным способом возбуждения таких систем является резонансное возбуждение π-импульсами с энергией, совпадающей с энергией экситонного перехода в КТ. Принцип действия данного метода достаточно прост: при изменении площади импульса накачки, определяемой как n*π, осцилляции Раби соответствуют единичной вероятности заселения при нечетных n и нулю при четных n. Экспериментально было показано, что при четных n возможно получить сигнал ФЛ из одиночной заряженной КТ, характеризуемый группировкой одиночных фотонов (корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(0) > 1$). В настоящей работе мы исследуем условия возникновения подобного многофотонного состояния в системе КТ – микрорезонатор. Ранее была предложена феноменологическая модель, предполагающая возможность спонтанной излучательной рекомбинации во время длительности импульса накачки[1]. Данный процесс является некогерентным и не учитывает корректно взаимодействие с вырожденными по поляризации модами оптического резонатора.

В докладе будет представлена «когерентная» модель, описывающая резонансное рассеяние света при взаимодействии с двухуровневой системой в КТ, учитывающая взаимодействие с различными модами оптического микрорезонатора. При этом из-за большого числа фотонов в возбуждающем импульсев модах с соответствующей поляризацией реализуются классические осцилляции Раби, а в ортогональной поляризации реализуются квантовые осцилляции Раби, поскольку число фотонов в этой моде низкое. Суперпозиция классических и квантовых осцилляции Раби приводит к ненулевой вероятности заселенности двухуровневой системы при 2π импульсе накачки и появлению резонансно рассеянных фотонов. Предпосылки такого подхода описаны в работе [2]. На их основе была построена обобщенная модель, которая учитывает оба процесса –резонансное рассеяние и переизлучение в двухуровневой системе, с учетом влияния поляризации оптических мод, а также ухода фотонов из резонатора в процессе резонансного рассеяния лазерного импульса накачки. Важным параметром в модели является отношение длительности импульса накачки к времени жизни фотона в резонаторе. Многофотонные состояния, генерируемые при четных площадях импульса накачки, были обнаружены иисследованы нами экспериментально, используя созданный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе источник одиночных фотонов на основе одиночной КТ InAs/GaAs в микрорезонаторе. В частности, в кросс-поляризационной оптической схеме измерялась корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(0)$ в зависимости от мощности импульса резонансной накачки. Показано, что при значениях мощности накачки, соответствующих четным n*π импульсам, значение $g^{(2)}(0)$ резко увеличивается в системе с заряженной КТ и может превысить 2 из-за появления многофотонных вкладов. Разработанная теоретическая модель хорошо описывает полученные экспериментальные зависимости как в заряженных КТ, так и в КТ с нейтральным экситоном. Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках Дорожной карты развития квантовых вычислений (Договор № 868/1734-Д от 22 сентября 2025 г.).

[1] R.F. Fischer et al., Nature Physics 13 (2017).

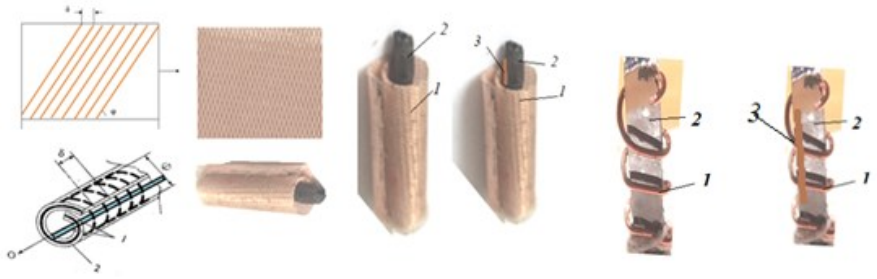
[2] I.V. Krainov, A.I. Galimov et al., arXiv:2507.05943v1 (2025).

Оптическое и магнито-оптическое управление распространением микроволн при взаимодействии с киральными мета-средами и мета-диполями

Крафтмахер Г.А.[1], Бутылкин В.С.[1], Каленов Д.С. [1], Фишер П.С.[1]

[1]*ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Фрязино, Московской обл., пл. ак. Б.А. Введенского, 1*

Предложены и выполнены киральные мета-среды на основе множества полуволновых изолированных ориентированных спиралей в 1.5 оборота, резонансные циркулярные токи в которых наводятся микроволновыми полями как электрическим, так и магнитным. Образцы мета-сред (*Рис. 1а,б*) были выполнены путем скручивания в трубку полоски материала, содержащего частопериодическую решетку параллельных медных проводов (толщина 0.1 мм, расстояние между ними δ=0.2 мм). Мета-среда при длине порядка длины волны содержит около 100 спиралей, угол накрутки $\varphi=70^0$. Показано, что при взаимодействии микроволн с киральными мета-средами, содержащими в качестве элементов управления полупроводник CdS или CdSe, GaAs или Si, появляется возможность оптического управления в частотной области резонансного микроволнового отклика среды при фотовозбуждении полупроводника. Измерениями динамики частотной зависимости коэффициентов прохождения и отражения микроволн в диапазоне 3–12 ГГц в условиях разных электродинамических систем (волноводы, свободное пространство) впервые продемонстрирован метод оптического управления, применяя для фотовозбуждения полупроводника лазерно-волоконное облучение (λ=0.97мкм, 0.53 мкм) или 0.53 мкм зеленую лазерную указку на расстоянии нескольких метров. Показано, что в случае комбинации полупроводник-феррит возможно объединение магнитного метода наложением магнитостатического поля и оптического − фотооблучением полупроводника. Проведено сравнение с мета-диполем (Рис. 1в), предложенным в *[1]*. Теоретически киральные спиральные цилиндры рассматривались в *[2]*. *М*етод и результаты измерений динамики фотоиндуцированнай микроволновой диэлектрической проницаемости ε, ответственной за трансформацию резонансного отклика мета-среды, для *CdS, CdSe, GaAs и Si* представлены в *[3,4]*.



(а) *(б)* *(в)*

Рис. 1.− Материал и мета-среда на его основе, схема и фото (а); Оптически и магнито-оптически управляемые мета-среды: 1- среда на основе множества спиралей в 1.5 оборота, 2- GaAs-сердечник, 3 -феррит (б); Оптически и магнито-оптически управляемые мета-диполи:1-многозаходная спираль 2- GaAs-сердечник, 3 -феррит (в).

[1] Г.А. Крафтмахер, В.С. Бутылкин, П.С. Фишер. ФТТ, 67, 1,31(2025).

[2] Б.З. Каценеленбаум и др. Успехи физических наук.167,.1201(1997).

[3] Г.А. Крафтмахер и др. Письма в ЖЭТФ 114, 9, 586 (2021).

[4] В.С. Бутылкин, Г.А. Крафтмахер, П.С. Фишер. Поверхность. Рентгеновские, синхтронные и нейтронные исследования. 1, 41 (2024).

Управление свойствами эпитаксиальных Ми-резонаторов GeSi, получаемых послеростовым отжигом в камере эпитаксии

Кукенов О.[1], Лозовой К.А.[1], Дирко В.В.[1], Майер К.[1], Ворсин О.[1], Смородин К.[1], Катренко В.[1], Шабанов Г.[1], Коханенко А.П.[1]

[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, пр. Ленина, 36.*

Ми-резонаторы представляют большой интерес для современной нанофотоники, поскольку именно на основе таких структур разрабатываются компактные оптические устройства нового поколения [1]. Их оптические свойства в значительной степени определяются геометрическими параметрами, прежде всего формой и характерными размерами. Поэтому получение структур с заранее заданными и воспроизводимыми характеристиками требует тщательного управления процессами их формирования. Одновременно с этим ведется поиск технологически более простых способов создания подобных объектов, что обусловило повышенный интерес к механизмам самоорганизованного роста [2].

В настоящей работе рассмотрено влияние условий эпитаксиального роста и параметров последующей термической обработки на свойства Ми-резонаторов германий-кремний (GeSi), формируемых на кремниевых подложках. Их синтез осуществлялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках со слоем оксида кремния различной толщины и последующим отжигом.

Формирование микрорезонаторов определяется целым рядом технологических факторов. К числу наиболее важных относятся температура подложки, состав твердого раствора GeSi и количество осаждаемого материала. Существенную роль играют также температура и продолжительность послеростового отжига, которые способны заметно изменять морфологию формирующихся структур. В связи с этим целью данной работы стало установление взаимосвязи между перечисленными параметрами технологического процесса и геометрическими характеристиками GeSi-микрорезонаторов, образующихся на подложке Si со слоем SiO_2.

Экспериментальные исследования проводились на установке МЛЭ «Катунь–100» в условиях сверхвысокого вакуума (~10^{-9} Торр). На подложки Si(100) со слоями SiO_2 различной толщины осаждался слой GeSi, после чего выполнялся отжиг различной продолжительности при температурах 700–800 °C. Контроль морфологии поверхности в процессе формирования наноструктур осуществлялся методом дифракции быстрых электронов, а после завершения синтеза – с использованием атомно-силовой микроскопии. Оптические характеристики полученных образцов исследовались методом спектроскопии на пропускание и отражение. Численные расчеты характеристик микрорезонаторов проводились с использованием программного обеспечения Lumerical.

В ходе исследований установлено, что латеральный размер, высота, форма, а также плотность микрорезонаторов варьируются в зависимости от температуры и времени отжига. Увеличение времени отжига приводит к росту латеральных размеров микрорезонаторов. Помимо этого, форма островков изменяется от близкой к округлой до ограненной. Комбинация параметров роста и отжига оказывает решающее влияние на отношение высоты островков к их диаметру, которое является одной из основных величин, определяющих оптические свойства таких микрорезонаторов. Дальнейшие исследования будут направлены на изучение влияния условий роста на морфологию формируемых структур в более широком диапазоне параметров синтеза и послеростового отжига.

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

*[1] A. Dorodnyy et al. Laser & Photonics Reviews, **17**, 2300055 (2023).*
*[2] A. A. Shklyaev et al. Scientific Reports, **10**, 13759 (2020).*

Максимально хиральный терагерцовый отклик моноклинной кремниевой метамембраны

Маликов Р.О.[1,2,3], Дьяков С.А.[3], Тиходеев С.Г.[1,2]

[1]*МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1*
[2]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, 119991 ГСП-1, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38*
[3]*Сколковский институт науки и технологий, 121205, г. Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1*

В последнее время все больше работ посвящается исследованиям в области хиральных метаматериалов, в том числе для терагерцового диапазона. Для достижения максимально хирального отклика эффективно использовать хиральные метамембраны, на основе которых можно создавать хиральные зеркала и, с их помощью, хиральные резонаторы [1-4].

В настоящей работе показано, что кремниевые метамембраны с моноклинной решеткой цилиндрических воздушных отверстий, свободно подвешенные (группа симметрии C_{2h}), и на стеклянной подложке (группа симметрии C_2, см. рис. 1), можно оптимизировать для достижения максимально хирального отклика в терагерцовом диапазоне (длины волн порядка 600 мкм).

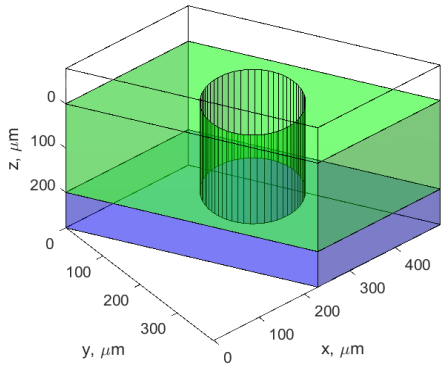


Рис. 1. Схематическое изображение элементарной ячейки кремниевой моноклинной метамембраны на стеклянной подложке.

С помощью Фурье-модального метода и метода оптической матрицы рассеяния [5] определялись коэффициенты отражения и пропускания данных фотонных кристаллов, с помощью линеаризации обратной матрицы рассеяния вычислялись их собственные резонансные моды [6]. С помощью генетического алгоритма были найдены оптимальные параметры структур, демонстрирующих максимально хиральный отклик для правой циркулярной поляризации света, то есть близкие к единице значения абсолютной величины циркулярного дихроизма отражения и пропускания, определенных как

$$CDR = \frac{R_{RR} - R_{RL}}{R_{RR} + R_{RL}}, \qquad CDT = \frac{T_{RR} - T_{RL}}{T_{RR} + T_{RL}},$$

где R_{RL} (T_{RL}) - коэффициент отражения (пропускания) из левой циркулярной поляризации в правую и т. д.

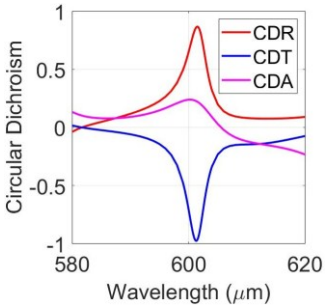


Рис. 2. Спектры циркулярного дихроизма отражения, пропускания и поглощения (CDR, CDT и CDA, соответственно).

На рис. 2 представлены расчетные спектры циркулярного дихроизма метамембраны на стеклянной подложке (рис. 1), демонстрирующие резонансный максимально хиральный отклик в области длин волн вблизи 600 мкм. Подобными резонансными свойствами обладают и оптимизированные свободно подвешенные метамембраны. Такие метамембраны были недавно изготовлены [7], и их экспериментально измеренные спектры количественно согласуются с нашими расчетами.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 25-79-30006).

*[1] B. Semnani. et al., Light Sci. Appl., **9**, 23 (2020).*
*[2] K. Voronin et al., ACS Photonics, **9**, 2652-2659 (2022).*
*[3] S.A Dyakov et al., Adv. Opt. Mater., **12**, 2302502 (2024).*
*[4] N.V. Valenko et al., Comput. Opt., **48**, 816-821 (2024).*
*[5] S.G. Tikhodeev et al., Phys. Rev. B, **66**, 045102 (2002).*
*[6] N.A.Gippius et al., Phys. Rev. B, **72**, 045138 (2005).*
[7] И.В. Кукушкин и др., готовится к печати.

Повышение чувствительности поверхностно усиленной инфракрасной спектроскопии с помощью планарных массивов золотых наноантенн, заглублённых методом каталитического травления

И.А. Милёхин[1,2], Д.А. Шербакова[1,2], В.С. Тумашев[1], С.А. Кузнецов[1,2], Е.Е. Родякина[1], Т.А. Дуда[1], А.Г. Милёхин[1], А.В. Латышев[1]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, Ул. Лаврентьева д. 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, Россия, Ул. Пирогова д.2*

Инфракрасная спектроскопия является одним из наиболее распространённых методов определения химического состава веществ, однако при работе с объектами, содержащими сверхмалое количество аналита, возникает проблема низкой интенсивности ИК ответа. Решить её позволяет усиление инфракрасного отклика за счёт помещения аналита в локальное электромагнитное поле, создаваемое локализованными поверхностными плазмонами металлических наноструктур. В этом отношении особенно перспективны массивы наноантенн благодаря возможности варьирования энергии локализованных поверхностных плазмонов в широком спектральном диапазоне.

Настоящая работа посвящена изучению структурных и оптических свойств плазмонных массивов, заглубленных в кремниевую подложку. Такие планаризованные структуры эффективно концентрируют аналит вблизи поверхности металла и дают возможность не только увеличить ИК ответ от аналита, но управлять резонансной частотой системы. Золотые наноантенны были сформированы методом электронно-лучевой литографии, а для их контролируемого заглубления использована техника металл-стимулированного химического травления. Наноантенны имеют длину несколько μm, ширину (высоту) около 100 нм (50 нм), как показано на рис. 1. Измерения ИК спектров пропускания показали, что по мере заглубления антенн резонансная частота плазмонных мод смещается в длинноволновую область. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами трёхмерного электродинамического моделирования, выполненного в программном пакете ANSYS. При этом расчеты позволяют определить распределение электромагнитных полей вблизи наноантенн и установить величину зазора, формирующегося между золотой антенной и подложкой кремния, который составил около нм.

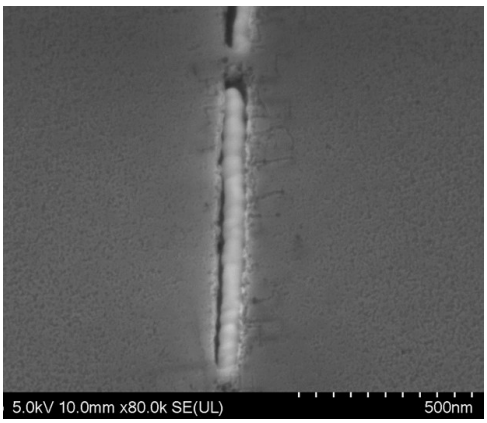


Рис. 1. Типичное СЭМ изображение заглубленного массива наноантенн.

Таким образом, в ходе работы успешно апробирована методика создания плазмонных структур на основе массивов заглублённых наноантенн с регулируемой энергией плазмонных резонансов. Полученные результаты свидетельствуют, что данные плазмонные наноструктуры являются перспективной платформой для разработки высокочувствительных инфракрасных сенсоров, предназначенных для детектирования следовых количеств аналитов.

Работа была выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-10138.

РОС-лазер с вертикальным выводом излучения на основе структур с КЯ HgCdTe с брэгговской решеткой третьего порядка

Морозов С.В.[1], Уточкин В.В.[1], Разова А.А.[1], Фадеев М.А.[1], Румянцев В.В.[1], Мажукина К.А.[1], Янцер А.А.[1], Шенгуров Д.В.[1], Морозова Е.Е. [1], Гусев Н.С.[1], Барышев В.В.[2], Гинзбург Н.С.[2], Егорова Е.Д.[2], Михайлов Н.Н.[3], Дубинов А.А.[1], Алешкин В.Я.,[1] Соколовский Г.С.[4], Дюделев В.В.[4], Егоров А.Ю.[4], Гавриленко В.И.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*ИПФ РАН, 603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46*
[3]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Компактные источники излучения среднего ИК-диапазона остаются востребованными для решения ряда задач фундаментального и прикладного характера, связанных со спектроскопией газов и твердых тел. Среди полупроводниковых лазеров в данный момент лучшие характеристики по мощности и рабочим температурам в среднем ИК-диапазоне демонстрируют квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Альтернативными компактными источниками могут быть межзонные лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) узкозонных твердых растворов HgCdTe/CdHgTe [1]. Достижение оптического усиления и генерации электромагнитного излучения в таких материалах оказалось возможным для носителей заряда с квазирелятивистским законом дисперсии носителей, благодаря подавлению основного механизма потерь, связанного с безызлучательной оже-рекомбинацией. В связи с известными сложностями *p*-типа легирования структур с КЯ HgCdTe и, как следствие, вытекающими из этого трудностями по реализации лазерных диодов представляется возможной реализация таких компактных лазеров с оптической накачкой диодными лазерами ближнего ИК-диапазона или упомянутыми выше ИК ККЛ [2]. Отдельный интерес представляет собой реализация лазера с распределенной обратной связью (РОС), который обладает высокой стабильностью по частоте, что для ряда прикладных задач имеет приоритетное значение [3].

В данной работе в изготовленном РОС-лазере на основе КЯ HgCdTe получена генерация на 13.5 мкм при накачке 8 мкм отечественным ККЛ. РОС-лазер был сформирован на волноводной структуре с пятью КЯ $Hg_{0.89}Cd_{0.11}Te/Cd_{0.66}Hg_{0.34}Te$ толщиной 7.4 нм, которая была выращена в ИФП СО РАН методом МПЭ. Важно отметить, что за счет нетипичного для большинства полупроводниковых материалов значения эффективного показателя преломления, которое в HgCdTe для этого частотного диапазона составляет 2.89, можно обеспечить РОС и вывод излучения в вертикальном направлении под углом 21^0 к поверхности с помощью брэгговской решетки третьего порядка. Для этого на поверхности структуры методом ионного травления была сформирована одномерная диэлектрическая решетка с периодом 7.5 мкм. Оптическая накачка осуществлялась различными источниками. Использовались как импульсный ККЛ (8 мкм, ~4 Вт в пучке диаметром ~2.5 мм), так и импульсные или непрерывные CO_2 лазеры (длина волны генерации 10.6 мкм) и непрерывный волоконный лазер (длина волны генерации 1.9 мкм). В исследуемом РОС-лазере обнаружена узкополосная лазерная генерация с FWHM < 0.15 $см^{-1}$ (4.5 ГГц) на длине волны ~13.5 мкм. Наблюдалась свойственная РОС лазерам температурная стабильность положения линии лазерной генерации, а размер пятна излучения на расстоянии 15 см не превышал 3 мм.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РНФ грант № 22-12-00310-П

*[1] К.А. Мажукина и др., ПЖЭТФ, **118** (5), 311-316 (2023).*
*[2] V.V. Rumyantsev et al., Appl. Phys. Lett., **124** (16), 161111 (2024).*
*[3] В.Р. Барышев и др., ФТП, **57** (5), 362-368 (2023).*

Резонансные фотонные состояния в одиночных Si микродисках со встроенными GeSi квантовыми точками

Зиновьев В.А.[1], Зиновьева А.Ф.[1], Смагина Ж.В.[1], Кацюба А.В.[1], Родякина Е.Е.[1], Степихова М.В.[2], Шаров С.А.[2], Шенгуров Д.В.[2], **Новиков А.В.[2]**

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, д. 13*
[2]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*

Применение диэлектрических резонаторов для управления интенсивностью и направленностью излучения рассматривается сегодня как перспективный подход к решению одной из главных проблем кремниевой оптоэлектроники – создания эффективного фотонного источника излучения ближнего инфракрасного диапазона [1]. В последние время наблюдается повышенный интерес к кремниевым резонаторам, поддерживающим оптические резонансы Ми, с активной средой из самоформирующихся квантовых точек [2]. В резонаторах такого типа вследствие деструктивной интерференции собственных мод могут реализоваться состояния с очень высокими значениями добротности [3], что в совокупности с малым объемом позволяет надеяться на высокие значения фактора Парселла и, как следствие, на возможность улучшения излучательной эффективности активной среды. В данной работе проведено исследование люминесцентных свойств кремниевых микродисков со встроенными слоями самоформирующихся GeSi квантовых точек. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) таких структур наблюдаются хорошо выраженные пики излучения, положение которых зависит от диаметра дискового резонатора. По мере увеличения диаметра пики ФЛ смещаются в область меньших энергий фотонов. Выделено две группы пиков: узкие пики с добротностью $Q > 1000$ и более широкие пики с добротностью $Q \sim 50$. Методом микро-ФЛ в геометрии измерений диаграммы направленности проанализировано пространственное распределение интенсивности излучения мод, вносящих преимущественный вклад в люминесцентный отклик. Показано, что для узких пиков в наблюдается провал сигнала ФЛ в центре диска, что является характерным признаком для мод типа шепчущей галереи. Для более широких пиков наблюдается диаграмма направленности с максимумом интенсивности ФЛ в центре диска, что характерно для оптических резонансов Ми. Модельные расчеты спектров излучения и пространственного распределения электрического поля внутри микрорезонаторов дают дополнительное доказательство в пользу экспериментально установленного соответствия между пиками излучения и модами резонатора. Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023).

*[1] T. Poempool et al. Optics Express, **31**, 15565 (2023).*
*[2] V. Rutckaia et al. ACS Photonics, **8**, 209 (2021).*
[3] M. V. Rybin et al. Phys. Rev. Lett. 119, 243901 (2017).

Светодиоды с Ge(Si) наноостровками для Si фотоники с выводом излучения в планарный волновод или в свободное пространство

Новиков А.В.[1, 2], Захаров В.Е.[1, 2], Яблонский А.Н.[1], Юрасов Д.В.[1], Шалеев М.В.[1], Демидов Е.В.[1], Вербус В.А.[1, 3], Д.В. Шенгуров[1], Е.Е. Морозова[1], А.Н. Михайлов[2], Д.И. Тетельбаум[2], С.А. Краев[1], Е.Е. Родякина[4], Ж.В. Смагина[4].

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23*
[3]*НИУ «Высшая школа экономики», 603155 Нижний Новгород, Россия*
[4]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13*

Несмотря на более чем 30-летнюю историю интерес к источникам излучения на основе кремния не ослабевает и в наш дни. На сегодняшний день интенсивности источников в интегральном исполнении, основанных на межзонном переходе в Si, достаточно для тестирования оптоэлектронных схем [1]. Однако данное излучение на длине волны ~ 1 мкм имеет сильное поглощение в Si планарных волноводах, что существенно ограничивает возможности по его распространению на чипе [1]. Это недостатка лишены источники излучения на Ge(Si) самоформирующихся островках, излучающих в области 1.3-1.55 мкм. В данной работе представлены результаты по созданию совместимых с современной Si интегральной технологии латеральных светодиодов с Ge(Si) островками и использованию фотонных кристаллов (ФК) для вывода излучения островков в свободное пространство или в Si планарный волновод.

Латеральные светодиоды (СД) были сформированы по ранее развитой оригинальной технологии [2] на структурах с Ge(Si) наноостровками, выращенных методом МПЭ на подложках «кремний на изоляторе». Развитая технология формирования СД совместима с Si интегральной технологией. Для увеличения эффективности вывода излучения в свободное пространство использовались двумерные ФК [2]. Благодаря взаимодействию Ge(Si) островков с модами ФК мощность излучения, выводимого в свободное пространство, в СД с ФК значительно превышала мощность СД без ФК и была сравнима с мощностью излучения Si интегральных СД [1-3]. Анализ профилей распределения сигнала электролюминесценции (ЭЛ) с высоким пространственным разрешением выявил максимум сигнала ЭЛ на границе p+-i областей, что связывается с пространственной локализацией дырок в островках [3, 4]. С учетом этого результата для увеличения эффективности СД с Ge(Si) островками проанализирована возможность использования встречно-штыревой геометрии легированных областей. Для уменьшения роста сопротивления СД и увеличения вклада безызлучательной рекомбинации носителей заряда, связанных с формированием ФК, были получены СД с «поверхностными ФК»: ФК, глубина травления которых меньше толщины покровного слоя Si над островками.

Также были сформированы СД с выводом излучения островков в Si планарный волновод. Показано, что излучение островков в таких волноводах распространяется на расстояние до ~ 1 мм, что значительно больше 200мкм, расстояния на которое в них распространяется излучение Si СД [5]. В работе рассматривается возможность эффективного вывода излучения Ge(Si) островков из СД в планарный волновод с использованием фотонно-кристаллических волноводов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 25-12-00367) с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

[1] De Cea M., Li Z., Notaros M., et al. APL Photonics, 8, 081301 (2023)
[2] V.B. Shmagin, et al. Nanotechnology 35, 165203 (2024).
[3] A.N. Yablonskiy, et al. Appl. Phys. Lett. 125, 231103 (2024).
[4] Е.В. Демидов, В.Е. Захаров, В.Б. Шмагин и др., ФТП 59(4), 242 (2025).
[5] А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, З.Ф. Красильник, Квантовая электроника 55(9), 533 (2025)

Возможности локализации излучения в топологических дефектах типа замкнутых границ зерен в фотонных кристаллах

Степихова М.В.[1], Чуприн И.А.[2], Беспалов А.А.[1], Смолина Е.О.[3], **Перетокин А.В.[1],** Шалеев М.В.[1], Родякина Е.Е.[3], Шенгуров Д.В.[1], Новиков А.В.[1]

[1]ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7
[2]ВШОПФ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, ул. Б. Печерская, д. 31/9
[3]ИПФ им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46
[4]ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 6030090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, д. 13

Фотонные кристаллы (ФК) и метаповерхности привлекают в последнее время значительное внимание исследователей, что обусловлено новыми открывающимися возможностями манипулирования излучением на наноуровне, управления потоками информации в схемах интегральной фотоники, перспективами создания источников излучения для квантовых компьютеров нового поколения и др. [1]. Особый интерес здесь вызывают идеи топологической фотоники, изучающей состояния света, не подверженные локальным мелкомасштабным возмущениям [2,3].

В данной работе будет рассмотрена задача создания топологических дефектов, обеспечивающих возможности контроля излучения и его взаимодействия с активной средой в ограниченном пространстве волновых векторов [4]. Рассматриваются дефекты типа «замкнутых границ зерен», формируемые в фотонном кристалле поворотом одного из его сегментов. Идея таких дефектов была предложена в работе [5]. Мы рассмотрим фотонные кристаллы двух типов: *i)* с треугольной решеткой отверстий и *ii)* с решеткой отверстий типа «пчелиные соты», а также сравним топологические дефекты с так называемыми «тривиальными» дефектами, формируемыми пропуском соответствующего числа отверстий фотонного кристалла.

В работе будут представлены как результаты теоретического моделирования, так и данные экспериментальных исследований люминесцентного отклика дефектов в ФК, сформированных на кремниевых структурах с нанооствровками Ge(Si). Будет показано, что топологические дефекты в ФК могут характеризоваться высокой добротностью ($Q \sim 5 \cdot 10^3$), значительно превышающей добротность «тривиальных» дефектов, и обеспечивать высокую степень локализации электромагнитного поля. Как показывают результаты теоретических расчетов, для мод, локализованных в дефекте, модовый объем может быть сравним и даже меньше длины волны излучения в материале $(\lambda/n_{Si})^3$. Интерес здесь также представляют поляризационные особенности излучения мод топологических дефектов в дальней зоне. Основываясь на результатах исследований, мы покажем, что в таких дефектах возможно формирование мод, характеризующихся как линейной, так и вихревой поляризацией излучения с топологическими зарядами $q = 1$ и $q = -2$. Следствием сильной локализации электромагнитного поля в дефекте и его взаимодействия с активной средой является рост излучательной способности рассматриваемых нами структур. По данным экспериментальных исследований, локализация электромагнитного поля в топологическом дефекте позволяет усилить люминесцентный отклик исследуемых структур с нанооствровками Ge(Si) в 5 и более раз.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант # 25-22-00386).

[1] S.A. Schulz, R.F. Oulton, M. Kenney et al. Appl. Phys. Lett. ***124****, 260701(2024).*
[2] L. Lu, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić. Nat. Photon. ***8****, 821-829 (2014).*
[3] H. Price, Y. Chong, A. Khanikaev, et al. J. Phys. Photonics ***4****, 032501 (2022).*
[4] X. Zhang F. Zangeneh-Nejad, Z.-G. Chen, et al. Nature ***618****, 687-697 (2023).*
[5] E.O. Smolina, M.V. Stepikhova. Phys. Status Solidi RRL. 2400247 (2025).

Поляризационные свойства люминесцентного отклика фотонных кристаллов с гексагональной решеткой: от линейной до циркулярной и вихревой поляризации

Перетокин А.В.[1], Степихова М.В.[1], Дьяков С.А.[2], Юрасов Д.В.[1], Шалеев М.В.[1], Шенгуров Д.В.[1], Родякина Е.Е.[3], Новиков А.В.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д.7*
[2]*Сколтех, 121205, Москва, Сколково, Большой бульвар, д.30, стр. 1*
[3]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д.13*

Среди большого разнообразия диэлектрических резонаторов особый интерес привлекают фотонно-кристаллические пластины (ФКП), ввиду их значительного излучающего объема и наличия в зонной структуре крайне высокодобротных связанных состояний в континууме (Bound states In the Continuum – BIC) [1,2]. Как было показано нами ранее, ФКП позволяют эффективно управлять интенсивностью, спектром [1-3], а также, как будет показано в данной работе и поляризацией, излучения активной среды, на базе которой сформирован ФКП. В качестве активной среды были выбраны структуры с наноостровками Ge(Si), как удобный модельный объект, ввиду развитой технологии их изготовления. Также SiGe структуры потенциально пригодны для создания эффективных источников излучения ближнего ИК-диапазона (1.2 - 1.6 мкм) на кремниевой платформе [4].

В данной работе будет показано, что люминесцентный отклик ФКП отличается широким спектром поляризационных особенностей – от линейной, до циркулярной и вихревой поляризации. Вдоль направлений высокой симметрии Г→М и Г→К люминесцентный отклик мод ФКП является чисто *s*- или *p*- поляризованным, при этом тип поляризации определяется симметрией моды [3]. Соответственно, вдоль высокосимметричных направлений только параметр Стокса S1 излучения ФКП является отличным от нуля. Вне этих направлений все три параметра Стокса (S1, S2, S3) могут быть одновременно отличными от нуля, что приводит к возникновению состояний произвольной поляризации. В частности, в работе теоретически показано, что, подбирая геометрические параметры и сохраняя ахиральную симметрию ФКП (C_{6v}), можно генерировать излучение со степенью циркулярной поляризации близкой к единице.

Другую возможность управления поляризацией представляют BIC. Как было показано ранее в работах [5,6], BIC должны обладать топологическими особенностями в дальнем поле, проявляющимися во вращении вектора поляризации при обходе BIC в пространстве волновых векторов. Таким образом, в дальнем поле вокруг BIC формируется «вихрь» поляризации, благодаря чему такие состояния могут быть использованы для создания источников излучения с узкими спектральными характеристиками и специфической поляризацией. В данной работе впервые будет показано одновременное наблюдение трёх BIC, локализованных в Г-точке зоны Бриллюэна, с разными топологическими зарядами. Также впервые демонстрируется возможность одновременного наблюдения двух поляризационных вихрей одного связанного состояний в континууме, локализованного на дублетной моде.

В работе будут представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования описанных выше поляризационных особенностей излучения ФКП с гексагональной решёткой отверстий, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si). Результаты экспериментальных исследований были получены методом спектроскопии микро-ФЛ с высоким спектральным (до 0.01 см $^{-1}$) и пространственным (до 1 мкм) разрешением, включая методику измерений сигнала микро-ФЛ с угловым разрешением [3]. Теоретические расчеты выполнялись Фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [7]. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №25-12-00367.

*[1] S.A. Dyakovet al. Laser Photonics Rev., **15**, 2000242 (2021). [2] A.V. Peretokin et al. Nanomaterials, **13**, 1678 (2023). [3] A.V. Peretokin et al. J. Appl. Phys., **138**, 123105 (2025). [4] M. Brehm and M. Grydlik, Nanotechnology, **39**, 392001 (2017). [5] Bo Zhen et al. Phys. Rev. Letters, **113**, 257401 (2014). [6] T. Yoda, M. Notomi Phys. Rev. Letters, **125**, 053902 (2020). [7] S. G. Tikhodeevet al. Phys. Rev. B., **66**, 045102 (2002).*

Когерентное брэгговское рассеяние света на упорядоченном массиве плазмонных наночастиц Bi в матрице GaAs

Поленок Е.Д.[1,2], Берт Н.А.[2], Яговкина М.А.[2], Преображенский В.В.[3], Путято М.А.[3], Семягин Б.Р.[3], Ушанов В.И.[2], Чалдышев В.В.[2]

[1]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49, лит. А*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[3]*ИФП СО РАН им.А.В. Ржанова,630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Локализованный поверхностный плазмонный резонанс позволяет сконцентрировать электромагнитное поле на субволновых масштабах и усилить взаимодействие света с веществом. В полупроводниках это явление можно реализовать, создав систему плазмонных наночастиц в полупроводниковой матрице. Для дополнительного усиления эффекта систему целесообразно сделать периодической, чтобы в области плазмонного резонанса реализовывался и брэгговский резонанс.

В данном докладе мы сообщаем о первой успешной реализации упорядоченной плазмонной брэгговской решетки, состоящей из 24 слоев наночастиц Bi, сформированных в матрице GaAs.

Исследованные образцы получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре. Были проведены рентгеноструктурные исследования, в которых определены структурные и геометрические параметры метаматериала. В частности, характерный период системы составил около 120 нм.

На рис.1 представлены экспериментальные (а) и расчетные (б) спектры отражения света, падающего под различными углами. Расчёт выполнен методом матриц переноса с использованием теории Ми. Для диэлектрической функции арсенида галлия использовалась модель Адачи [1], для диэлектрической функции висмута использовались данные статьи Ушанова и др. [2]. Период, наиболее адекватно описывающий результаты эксперимента, составил 122.7 нм.

Спектры отражения демонстрируют брэгговский резонансный пик вблизи края окна прозрачности матрицы, при комнатной температуре равного 871 нм.

Таким образом, впервые экспериментально реализована упорядоченная плазмонная брэгговская решетка из наночастиц Bi в GaAs. В спектрах отражения зафиксирован брэгговский резонанс, что подтверждает эффективность предложенного подхода к усилению плазмонного отклика за счет периодической организации структуры.

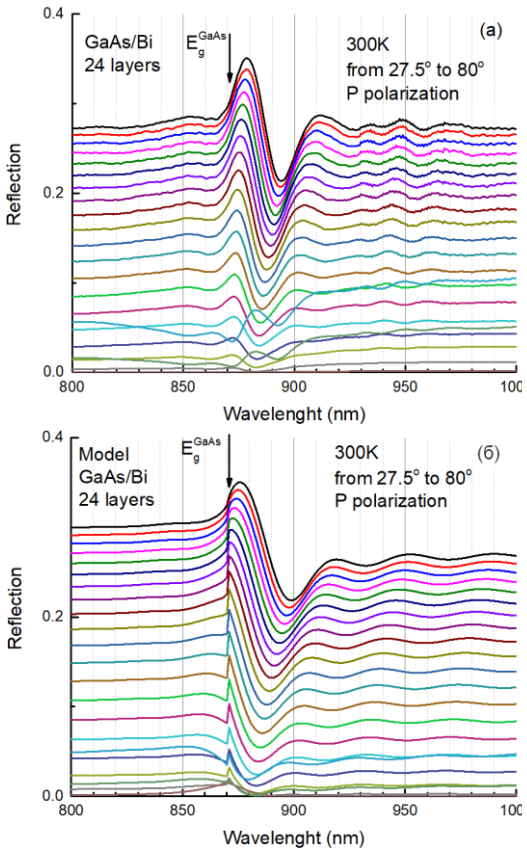


Рис.1. Экспериментальные (а) и расчётные (б) спектры отражения света от 24 упорядоченных слоёв наночастиц висмута в матрице арсенида галлия при p-поляризации и температуре 300K.

*[1]Adachi S., J.Appl.Phys.**58**, R1-R29(1985).*
*[2] Ushanov V. I. et al.,Nanomaterials **14**, 109(2024).*

Новый дизайн источника одиночных фотонов телекоммуникационного диапазона: рекорд эффективности и анализ параметров

Серов Ю.М., Галимов А.И., Сорокин С.В., Малеев Н.А., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Климко Г.В., Рахлин М.В., Веретенников А.И., Вейшторт Г.П., Лакунцова О.Е., Салий Ю.А., Березина Д.С., Трошков С.И., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Бобров М.А., Седова И.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Ключевым элементом, необходимым для реализации ряда технологий квантовой информатики, являются источники одиночных фотонов (ИОФ), к основным параметрам которых относят эффективность генерации — вероятность получения одиночного фотона в оптическом волокне на один импульс возбуждения, и однофотонную чистоту, определяемую вероятностью одновременного излучения нескольких фотонов. Рекордные значения этих параметров достигаются для ИОФ на основе InAs/GaAs квантовых точек (КТ), излучающих на длине волны ≈ 920 нм, помещённых в микрорезонаторные структуры. Однако ряд применений требует соответствия длины волны однофотонного излучения телекоммуникационному С-диапазону (1530-1565 нм), в котором ранее опубликованные результаты показывают эффективность генерации не более 6,4% [1]. Для некоторых технологий, использующих однофотонную интерференцию, требуется также и высокая степень неразличимости фотонов, которую на сегодняшний день не удаётся достичь для ярких ИОФ С-диапазона.

В докладе будут представлены результаты разработки технологии формирования [2] и исследования [3] ИОФ С-диапазона нового дизайна (рис. 1), в котором одиночные InAs/InGaAs КТ на InGaAs метаморфном буфере были помещены в композитный микрорезонатор с полупроводниковым нижним распределённым брэгговским отражателем (РБО) на основе $\lambda/4$ слоёв GaAs и AlGaAs и верхним РБО на основе Si/SiO_2. Структуры были изготовлены молекулярно-пучковой эпитаксией с последующим ионно-плазменным травлением столбчатых незавершенных резонаторов и напылением РБО Si/SiO_2. Данный дизайн позволил впервые в данном спектральном диапазоне реализовать когерентное резонансное возбуждение КТ в микрорезонаторной структуре и, за счёт комбинации высокой вероятности возбуждения КТ и эффективного вывода света и его сбора в оптическое волокно, достичь рекордной эффективности генерации поляризованных одиночных фотонов в оптоволокне на уровне 11% при однофотонной чистоте более 95%. Измерение контраста интерференционной картины излучаемых одиночных фотонов при различных режимах работы ИОФ показало, что проблема достижения высокой степени неразличимости связана с быстрой дефазировкой триона при взаимодействии с фононами в полупроводниковой КТ, что может быть в существенной степени преодолено при дальнейшем совершенствовании структур ИОФ с таким дизайном.

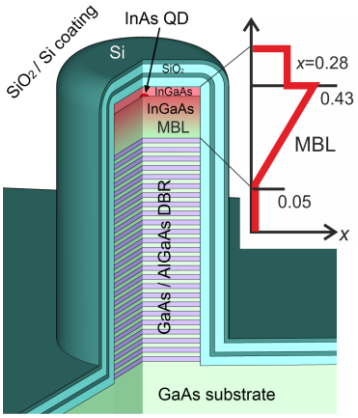


Рис. 1. Дизайн источников одиночных фотонов С-диапазона.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации “Росатом” в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт № 868/1734-Д от 22.09.2025).

[1] C. Nawrath et al., Adv. Quantum Technol., 6, 2300111 (2023),
[2] S.V. Sorokin et al., JETP letters, 121(1), 35-40 (2025).
[3] Y.M. Serov et al, arXiv:2604.06869 (2026).

Киральный оптический отклик кремниевых наноспиралей, полученных методом наклонного напыления

Трушин О.С.[1], Фаттахов И.С.[1], Чебохин М.М.[1], Попов А.А.[1], Мазалецкий Л.А.[1], Федоров А.С.[2,3], Логунов М.В.[2,3]

[1]*Отдел микротехнологий – Ярославль ОФТИ им. К.А. Валиева НИЦ «Курчатовский институт», 150067, Ярославль, ул. Университетская, д. 21*

[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, корп.7*

[2]*Московский физико-технический институт (НИУ), 141701 Долгопрудный, Институтский пер.9*

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования оптических свойств массивов кремниевых наноспиралей, полученных методом наклонного напыления [1]. Структурная киральность была охарактеризована с помощью измерения кругового дихроизма и оптического вращения в видимом диапазоне длин волн в геометрии на пропускание. Для интерпретации экспериментальных данных и выявления механизмов оптической активности было проведено моделирование методом FDTD (finite difference time domain).

Эксперименты по наклонному напылению тонких пленок кремния проводились на установке электронно-лучевого испарения «Оратория-9». В процессе напыление угол наклона подложки к потоку осаждаемого материала был 85°. Скорость вращения подложки варьировалась от 0.1 до 1 об/мин. Морфология и структура получаемых пленок была исследована методом сканирующей электронной микроскопии (прибор SUPRA-40). Оптические характеристики измерялись на спектрометре кругового дихроизма фирмы Jasco Corporation J-1500 [2]. На рис. 1 представлен характерный вид кремниевых наноспиралей сбоку на примере образца со скоростью вращения в процессе роста 0.3 об/мин.

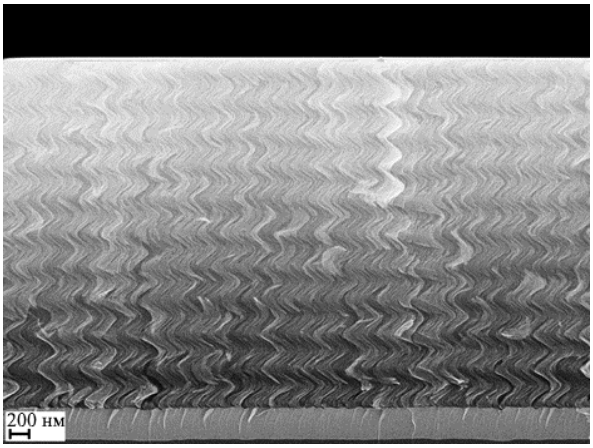


Рис. 1. Характерный вид массива наноспиралей сбоку на примере образца со скоростью вращения подложки 0.3 об/мин

В ходе работы было сделано несколько серий образцов, отличающихся по скорости вращения, скорости роста и времени напыления. Вариация данных параметров эксперимента позволяет изменять геометрические характеристики наноспиралей (диаметр, шаг, количество витков), что нужно для определения корреляции оптических свойств и морфологии пленок. Было установлено, что полученные киральные пленочные структуры демонстрирует значительный по величине круговой дихроизм и оптическое вращение (до нескольких градусов) в видимом диапазоне. При этом положения экстремумов этих оптических характеристик смещаются по спектру при изменении геометрических размеров спиралей.

Таким образом, наклонное напыление с вращением позволяет получать практически однородный массив кремниевых наноспиралей. Управление скоростью вращения подложки и в процессе напыления дает возможность изменять их геометрические параметры. что позволяет регулировать оптическую активность пленок, изменяя число витков спиралей.

[1] M.M. 5. Hawkeye et al., Glancing Angle Deposition of Thin Films, London: John Wiley & Sons, Ltd, UK (2014).

[2] I.S. Fattakhov, et al., St. Petersbg. State Polytech. Univ. J.: Phys. Math., ***18*** *(3.2), 101 (2025).*

Локализованный плазмонный резонанс в системах наночастиц Bi, Sb, As и P в AlGaAs

Ушанов В.И.[1], Поленок Е.Д.[1], Берт Н.А.[1], Еремеев С.В.[2], Силкин В.М.[3], Преображенский В.В.[4], Путято М.А.[4], Семягин Б.Р.[4], **Чалдышев В.В.[1]**

[1] *ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический 2/4*
[3]*Donostia International Physics Center, 20018 San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain*
[4]*ИФП СО РАН им.А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Локализованные поверхностные плазмоны позволяют резонансно усилить электромагнитное поле, локализуя его на масштабах, существенно меньших соответствующей длины волны света в вакууме, обеспечивая при этом ультракороткие времена релаксации оптических возбуждений. Применительно к классическим для оптоэлектроники полупроводникам III-V реализация этого явления в оптическом диапазоне частот наталкивается на существенные трудности. А именно, формирование плазмонов путем легирования полупроводника возможно только в СВЧ-ТГц диапазоне; использование плазмонных наночастиц Ag или Au оказывается возможным только для структур на поверхности.

В настоящем докладе мы изучили возможности создания, условия получения и достижимые параметры локализованного плазмонного резонанса, возникающего в системе нетрадиционных для плазмоники наночастиц Bi, Sb, As и P, встроенных в объем кристаллической матрицы $Al_xGa_{1-x}As$.

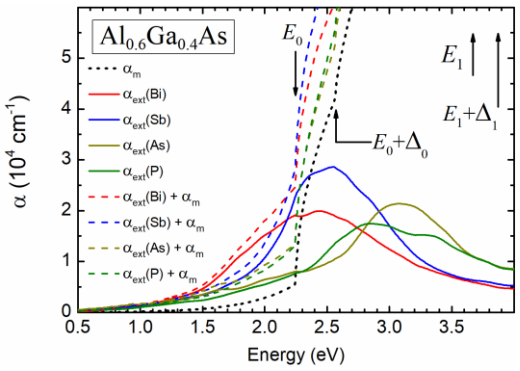


Рис.1. – Рассчитанные спектры поглощения плазмонных наночастиц (α_{ext}) и полупроводниковой матрицы (α_m).

Методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии в эпитаксиальных слоях $Al_xGa_{1-x}As$ созданы системы наночастиц Bi, Sb и As. Структурные параметры таких наночастиц определены с помощью просвечивающей электронной микроскопии [1-3]. На основе этих экспериментальных данных проведены расчеты оптических свойств получаемых композиционных металло-полупроводниковых материалов. Расчеты проводились в рамках теории Ми с использованием известных комплексных диэлектрических функций для твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$. Комплексные диэлектрические функции для Bi, Sb, As и P, а также сплавов AsSb, рассчитывались из первых принципов методом функционала плотности [4-6]. На рис.1 представлены рассчитанные спектры оптического поглощения локализованных плазмонов и полупроводниковой матрицы $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ со встроенными системами сферических наночастиц Bi, Sb, As и P. Расчетные спектры оптической экстинкции сравнивались с экспериментально-изученными спектрами оптического пропускания и отражения. Получено хорошее качественное и количественное соответствие расчета и эксперимента.

Установлено, что плазмонный резонанс в системах наночастиц Sb и Bi позволяет существенно модифицировать оптические свойства $Al_xGa_{1-x}As$ вблизи края межзонного поглощения. Наночастицы As и P не позволяют достичь такого эффекта ни при каких параметрах системы.

*[1] N. Bert et al., Materials, **15**, 7597 (2022).*
*[2] Е.Д. Поленок и др., ФТТ, **66**, 1514 (2024).*
*[3] L.A. Snigirev et al., Thin Solid Films., **833**, 140838 (2026).*
*[4] V.M. Silkin et al., Nanomaterials, **13**, 1355 (2023).*
*[5] V.I. Ushanov et al., Nanomaterials, **14**, 167 (2024).*
*[6] V.I. Ushanov et al., Nanomaterials, **14**, 109 (2024).*

Измерение электролюминесценции одиночных непланарных наноструктур

Шаров В.А.[1,2], Шугабаев Т. М.[2], Лендяшова В.В.[2], Новикова К.Н.[2], Мухин И.С.[2], Цырлин Г.Э.[2,3], Гридчин В.О.[2,3]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194214, Санкт-Петербург, ул. Хлопина 8. к. 3.*
[3]*ИАП РАН, 198095, г. Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33*

Непланарные наноструктуры (нитевидные нанокристаллы, наноколонны, наночастицы) перспективны для ряда применений в наноэлектронике и нанофотонике. В частности, вертикально-ориентированные эпитаксиальные нитевидные нанокристаллы (ННК) рассматриваются в качестве платформы для создания микро- и наноразмерных светодиодов [1]. Яркая фото- и электролюминесценция уже продемонстрирована на уровне массивов ННК, и дальнейшая оптимизация ростовых условий для повышения квантовой эффективности требует изучения электрооптических свойств на уровне одиночных наноструктур. Проведение подобных измерений осложняется необходимостью формирования электрического контакта в наноразмерной области одновременно с обеспечением эффективного сбора оптического излучения.

При высокой пространственной плотности ННК в массиве, формирование одиночного верхнего контакта постростовыми методами затруднительно. Альтернативной является использование проводящего зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) в качестве наноразмерного электрода. В докладе представлены первые успешные результаты по регистрации электролюминесценции одиночных непланарных наноструктур в данной конфигурации. Исследовались ННК GaN с аксиальной pin-гетероструктурой GaN/InGaN, эпитаксиально выращенные на подложке n-GaN (рис. 1 (а)).

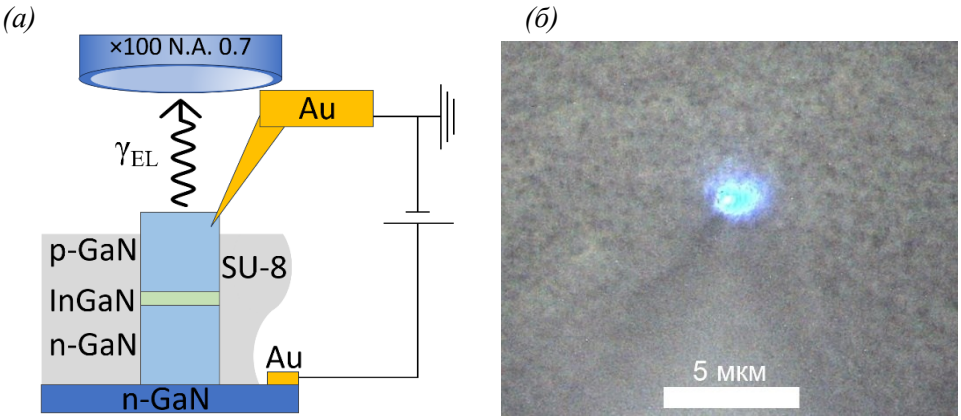


Рис. 1. (а) Схема измерения электролюминесценции от непланарной наноструктуры, (б) вид электролюминесценции в оптический микроскоп.

Измерения проводились на гибридной установке производства NT-MDT, объединяющей АСМ и конфокальный микроспектрометр. Нижний электрический контакт осуществлялся через высоколегированную ростовую подложку. Для формирования верхнего электрода к одиночным ННК использовались зонды vit_p с вынесенной иглой, покрытые золотом. Сбор оптического сигнала осуществлялся в высокоапертурный объектив. При приложении напряжения была зарегистрирована яркая электролюминесценция в синей области спектра (рис. 1 (б)). В докладе приведены результаты спектральных измерений и статистический анализ электрооптических свойств ННК в массиве.

Зондовые измерения выполнены при поддержке российского научного фонда (проект № 26-72-00048).

*[1] A. Pandey et al., ACS Photonics., **12**, 4988 (2025).*

Связанные состояния в континууме как искусственные атомы: гигантское туннельное расщепление и виртуальные резонансы Фано

Шубин Н.М.[1], Капаев В.В., Горбацевич А.А.[1]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*

Связанные состояния в континууме (ССК) локализованы в пространстве, но имеют энергию в области непрерывного спектра [1]. Волновая природа ССК позволяет наблюдать их в системах разной природы, в том числе и для поляритонов в полупроводниковых структурах. Большой практической значимостью в виде сверхвысокодобротных резонансов они обладают в оптических приложениях. С другой стороны, само отсоединение ССК от распространяющихся состояний также представляет интерес, например, для подавления декогеренции взаимодействия гигантских атомов в волноводах [2].

Механизмы образования ССК могут быть различными, включая симметрийную обусловленность, деструктивную интерференцию от нескольких рассеивателей и запирание стоячих волн в резонаторе Фабри — Перо (ФП) [1]. Последний представляется наиболее естественным в волноводе с неоднородностями, играющими роль зеркал и имеющими нулевой резонанс Фано в спектре пропускания [3]. ССК, безусловно, имеют большое сходство с обычными связанными состояниями, которые, как известно, в присутствии туннелирования демонстрируют расщепление энергии, пропорциональное прямому туннельному матричному элементу. Однако взаимодействие ССК оказывается существенно сложнее, поскольку ФП резонансы в многозеркальных структурах не являются независимыми, так как зеркала взаимодействуют друг с другом посредством туннельной связи через эванесцентные моды.

В работе рассматриваются ССК в волноводе с большим, но конечным числом зеркал, что заполняет пробел между хорошо изученными предельными случаями уединенных резонаторов и бесконечных периодических массивов (например, метаповерхностей). В отличие от обычных связанных состояний, ФП ССК могут получить гигантское усиление туннельного расщепления за счет взаимодействия прямого туннелирования и нелокальной связи стоячих волн с резонансами Фано в зеркалах. В пределе, когда эта связь оказывается слабой, условия образования ФП ССК принимают универсальную форму и не зависят от конкретной структуры неоднородностей [4]. Численные расчеты двумерного оптического волновода и квантово-механического (электронного) волновода с параметрами типичными для полупроводниковых структур на основе GaAs подтверждают выводы аналитической модели.

Кроме того, показано, что формирование ФП ССК возможно и в отсутствие идеального отражения одиночных зеркал, если их количество не менее трех. Это явление обусловлено многомодовой интерференцией и может быть качественно объяснено туннельным расщеплением виртуальных резонансов Фано (реальные отсутствуют для неидеально отражающих зеркал), в результате которого энергия резонанса может стать действительной и сделать его реальным [5].

Результаты работы расширяют спектр систем, обладающих ССК, и углубляют понимание механизмов многомодовой интерференции, ответственных за их формирование в волноводных структурах. Помимо фундаментального интереса, представленные результаты могут способствовать развитию подходов квантового дизайна систем с большим числом гигантских атомов с пространственно распределенной связью через волновод с подавленной декогеренцией на основе ССК.

[1] A.F. Sadreev, Rep. Prog. Phys. ***84****, 055901 (2021).*
[2] M. Weng et al., Phys. Rev. Res. ***6****, 043222 (2024); Phys. Rev. A* ***111****, 053711 (2025).*
[3] N. M. Shubin, V. V. Kapaev, A. A. Gorbatsevich, Phys. Rev. B ***108****, 195419 (2023).*
[4] N. M. Shubin, V. V. Kapaev, A. A. Gorbatsevich, Phys. Rev. Lett. ***136****, 156904 (2026).*
[5] N. M. Shubin, V. V. Kapaev, A. A. Gorbatsevich, Phys. Rev. B ***111****, 045433 (2025).*

Секция 10

Полупроводниковые приборы и устройства, сенсоры: технология, методы исследования, наноприборы, архитектура транзисторов.

Новый AlGaN/AlN транзистор с покровным слоем AlGaN переменного состава

Абрамкин Д.С., Буров А.С., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Милахин Д.С.

ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, д. 13

III-N транзисторы находят применение в схемах, где критически важно обеспечить отсутствие сквозного тока без управляющего напряжения на затворе [1]. Также они используются для конструирования логических элементов [2]. На сегодняшний день в силовой электронике наиболее распространены транзисторы на основе GaN/AlGaN/GaN гетероструктур [1]. Применение транзисторных структур с повышенным содержанием Al позволяет как увеличить мощность транзистора за счёт повышения пробивных напряжений [3], так и улучшить температурную стабильность транзистора [2]. Можно выделить несколько способов создания транзистора с обеднённой подзатворной областью в структурах с повышенным содержанием Al: 1) выращивание легированных Mg слоёв p-$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ под затвором [2,4]; 2) внедрение ионов F^- в приповерхностную область $Al_{0.85}Ga_{0.15}N$ барьерного слоя, сочетаемое с локальным утонением барьерного слоя [5]. К сожалению, все эти приёмы сопряжены со значительными технологическими сложностями, и не позволяют получить структуры с пороговыми напряжениями выше V_{th} = 1 В. В данной работе мы предлагаем использовать метод поляризационного легирования [6] для создания встроенного отрицательного заряда в область под затвором с целью получения транзистора с обеднённой подзатворной областью на базе гетероструктуры с $Al_xGa_{1-x}N$ каналом ($x \geq 0.7$) и барьером AlN.

Проведены расчёты зонных диаграмм, распределения носителей заряда и передаточных ВАХ транзисторных структур, в которых проводящий канал с двумерным электронным газом формируется на границе барьерного AlN слоя и $Al_xGa_{1-x}N$ ($x \geq 0.7$) слоя, а под затвором сформирован слой $Al_yGa_{1-y}N$ переменного состава ($y = x \div x - dx$) вдоль оси роста. Расчёты проведены с учётом эффектов деформации и поляризационных зарядов на строение зон гетероструктуры. При расчётах ВАХ решались самосогласованные дрейфово-диффузионное уравнение и уравнение Пуассона. Расчёты проведены с помощью программного пакета Nextnano++ [7]. Варьировались следующие параметры гетероструктуры: состав твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$ буферного слоя x, величина снижения состава в покровном слое dx, толщина барьерного слоя AlN $D_{barrier}$ и толщина покровного слоя AlGaN D_{cap}.

В результате проведённых расчётов определена область значения параметров x, dx, $D_{barrier}$ и D_{cap}, в которой возможно формирование обеднённого состояния под затвором транзистора, и, при этом, концентрация электронов в канале транзистора вне затвора не падает ниже 2×10^{12} см$^{-2}$. Анализ полученных данных позволил определить оптимальную конфигурации транзисторной гетероструктуры: x = 0.8, dx = 0.1, $D_{barrier}$ = 10 нм, D_{cap} = 50 нм. Такой конфигурации соответствует пороговое напряжение V_{th} = 2 В, что превосходит обсуждаемые в работах [2,4,5] значения.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания FWGW-2025-0025 «Наногетероэпитаксиальные структуры на основе нитрида галлия для твердотельной СВЧ и силовой электроники».

*[1] Z. Wang, et al. Micromachines **15**, 80 (2024).*
[2] B. A. Klein, et. al. Journal of Microelectronics and Electronic Packaging 20, 1 (2023).
[3] A. G. Baca, et. al. J. Vac. Sci. Technol. A 38, 020803 (2020).
[4] E. A. Douglas, et. al. J. Vac. Sci. Technol. B 37, 021208 (2019).
[5] B. A. Klein, et. al. Appl. Phys. Lett. 114, 112104 (2019).
[6] J. Simon, et. al. Science, 327, 60 (2010).
[7] S, Birner, et. al. IEEE Trans. Electron Devices 54, 2137 (2007).

Планарные и меза лавинные фотодиоды на основе InP/InGaAs/InP и InGaAs/InAlAs/InP гетероструктур

Аксенов М.С.[1], Гилинский А.М.[1], Чистохин И.Б.[1], Дмитриев Д.В.[1], Гуляев Д.В.[1], Гензе И.Ю.[1], Путято М.А.[1], Петрушков М.О.[1], Преображенский В.В.[1]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева д. 13*

Лавинные фотодиоды (ЛФД) с InGaAs поглощающим слоем в настоящее время широко применяются для регистрации коротковолнового ИК-излучения (900-1700 нм) в лазерных дальномерах, лидарных системах, волоконно-оптических линиях связи и системах передачи данных через открытое пространство. В отличии от *pin* фотодиодов ЛФД усиливают фототок в несколько десятков раз, что обусловлено процессом многократной ударной ионизации носителей в области пространственного заряда слоя умножения при обратном смещении близком к напряжению пробоя. Применение ЛФД для регистрации оптических сигналов обеспечивает выигрыш до 6–10 дБ в чувствительности аппаратуры, что позволяет существенно увеличить расстояние между приемником и передатчиком оптического сигнала. Основной особенностью всех современных дизайнов (слоевых составов) гетероструктур ЛФД на основе InP является разделение областей поглощения света и умножения генерированных носителей заряда. При этом применяются два основных типа ЛФД: планарные с InP слоем умножения и меза с InAlAs слоем умножения. В меза ЛФД *pn*- переход формируется легированием соответствующего слоя InP или InAlAs акцепторной примесью (бериллий) непосредственно при его эпитаксиальном выращивании. В планарных ЛФД *pn*- переход формируется, как правило, методом локальной диффузии (цинка) в нелегированный эпитаксиальный слой.

К настоящему времени ЛФД производятся только за границей, поэтому создание отечественного ЛФД важно как для систем передачи сигналов на территории страны, так и для других отраслей науки.

В докладе представлены экспериментальные результаты проводимых в ИФП СО РАН работ по разработке дизайна, росту гетероструктур и изготовлению кристаллов планарных и меза ЛФД на основе InP/InGaAs/InP и InGaAs/InAlAs/InP гетероструктур с InP и InAlAs слоями лавинного умножения соответственно. Типовые ВАХ в темноте и с засветкой на длине волны 1.55 мкм представлены на рис. 1. Показано, что достигнутые статические характеристики изготовленных кристаллов ЛФД не уступают зарубежным аналогам.

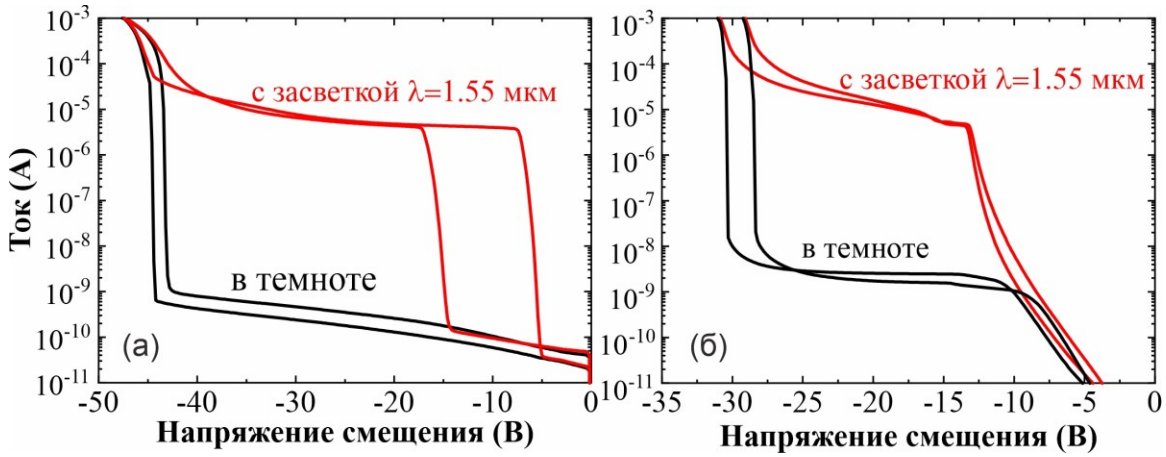


Рис. 1. Характерные вольт-амперные характеристики в темноте и с засветкой на длине волны 1.55 мкм для планарных (а) и меза (б) ЛФД.

Работа выполнена в рамках госзадания FWGW-2025-0026, а также при финансовой поддержке РНФ проекта № 25-91-30003.

Двухсекционный терагерцовый квантово-каскадный лазер с двойным металлическим волноводом

Белов Д.А.[1,2], Иконников А.В.[1,2], Д.В. Ушаков[3], А.А. Афоненко[3], Жмудь Б.А.[2], Галиев Р.Р.[4], Павлов А.Ю.[4], Хабибуллин Р.А.[2,4]

[1]*МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1*
[2]*МФТИ, 141707, г. Долгопрудный, Московская обл., ул. Первомайская, д.5*
[3]*Белорусский государственный университет, 220030, Минск, Беларусь, пр. Независимости, д. 4*
[4]*НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1*

Геометрия резонатора терагерцовых квантово-каскадных лазеров (ТГц ККЛ) может оказывать существенное влияние на их характеристики. Одним из способов модификации стандартной полосковой конфигурации ТГц ККЛ является формирование составного резонатора (СР) путем размещения дополнительного полоска вблизи торца лазера. Дополнительная секция может быть использована в качестве усилителя лазерного сигнала [1], а также для достижения одночастотной генерации и перестройки частоты излучения лазера [2].

В работах, посвященных ТГц ККЛ с СР, рассматриваются ККЛ с поверхностно-плазмонным волноводом, поскольку их большая выходная апертура обеспечивает качество связи секций резонатора. В то же время, возможность формирования такой связи при использовании двойного металлического волновода (ДМВ) с сильным субволновым ограничением поля не рассматривалась. В настоящей работе исследовалось взаимное влияние секций СР ККЛ с ДМВ из золота. СР формировался путем протравливания вертикального зазора в активной области лазерного полоска на основе GaAs/$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ вплоть до нижней обкладки ДМВ. В результате получались два резонатора длиной 1.8 и 0.3 мм, разделенные зазором шириной 4 мкм.

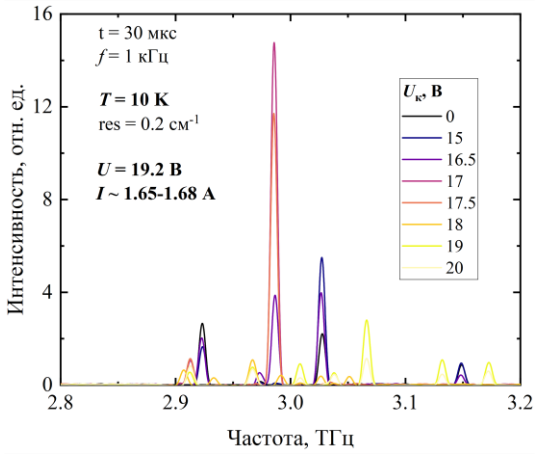


Рис. 1. Спектральные характеристики СР ККЛ при различных $U_к$.

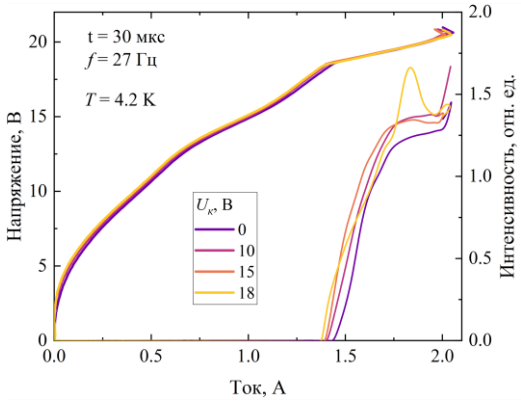


Рис. 2. Мощностные и вольт-амперные характеристики СР ККЛ при различных $U_к$.

На рис. 1 представлены спектральные характеристики такой структуры при фиксированном напряжении на длинной секции U со сканированием по напряжению на короткой секции $U_к$. Можно видеть, что при напряжении $U_к$ около 17 В (ниже порога генерации) изначально многомодовый спектр излучения длинной секции становится практически одномодовым. Интегральная интенсивность излучения в этой точке возрастает и оказывается выше, чем максимальная интенсивность при $U_к = 0$, о чем свидетельствуют измеренные мощностные характеристики (рис. 2). Это говорит о том, что короткая секция резонатора в режиме работы ниже порога представляет собой эффективный усилитель ТГц излучения, селективный по частоте.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 25-49-10010). Д. А. Белов благодарит за поддержку фонд «БАЗИС» (№23-2-10-29-1).

*[1] C. Mauro et al., J. Appl. Phys., **102**, 063101 (2007).*
*[2] I. Kundu et al., Opt. Express, **22(13)**, 16595-16605 (2014).*

Поляризационные шумы вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 89х нм гибридной конструкции

Бобров М.А.[1], Ковач Я.Н.[1], Блохин А.А.[1], Кузьменкова Н.А.[1], Марчий М.Н.[1], Кузьменков А.Г.[1], Пазгалев А. С.[1], Васильев А.П.[2], Малеев Н.А.[1], Блохин С.А.[1]

[1] *ФТИ им.А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2] *НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) [1] являются ключевыми компонентами–компактных квантовых сенсоров (ККС) на основе паров атомов щелочных металлов [2-3]. Анализ поляризационных шумов ВИЛ представляется крайне важной задачей для выбора оптимальной оптической схемы построения ККС и их дальнейшей минимизации. В настоящей работе представлены результаты исследований поляризационных шумов ВИЛ спектрального диапазона 89Х нм имеющих гибридную конструкцию вертикального оптического микрорезонатора с внутрирезонаторными контактами и селективно-окисленной токовой апертурой, предназначенных для перспективных ККС на основе ^{133}Cs.

Особенности конструкции и основные характеристики исследуемого ВИЛ приведены в работе [4]. Поляризационные шумы регистрировались по балансной схеме детектирования разностного сигнала для ортогональных направлений поляризации. Характер поведения спектральной плотности поляризационных шумов ВИЛ аналогичен поведению амплитудных шумов: при частотах ниже 1 кГц доминирует технический шум $1/f^{n}$-вида с переходом в белый шум $1/f^{0}$-вида при более высоких частотах. Однако, в отличии от амплитудных шумов, поляризационные шумы заметно превышают уровень дробовых шумов в области белого шума (рис.1). Более того, на зависимости поляризационных шумов от тока и/или выходной оптической мощности существенно влияют степени подавления боковых мод SMSR и ортогонально-поляризованных мод OPSR. Для одночастотного режима генерации с SMSR>30 дБ и OPSR>15 дБ при частоте выше 10 кГц наблюдается минимальный уровень шумов на уровне -130 дБ/Гц, ограниченный эффектом саморазогрева ВИЛ. Падение SMSR до 20-25 дБ даже при незначительном (на 5-10%) изменении OPSR может приводить к резкому росту поляризационных шумов даже при росте выходной оптической мощности, что свидетельствует о дрожании плоскости поляризации. Повышение температуры ведет к сдвигу области перехода в белый шум в сторону больших частот и аддитивному росту шумов, а увеличение времени жизни фотонов в резонаторе - к снижению поляризационных шумов (при сравнимых уровнях выходной оптической мощности и значений SMSR/OPSR) ниже -130 дБ/Гц при частоте выше 10 кГц и температуре до 80ºС. Полученные результаты важны для создания перспективных ККС на основе ^{133}Cs.

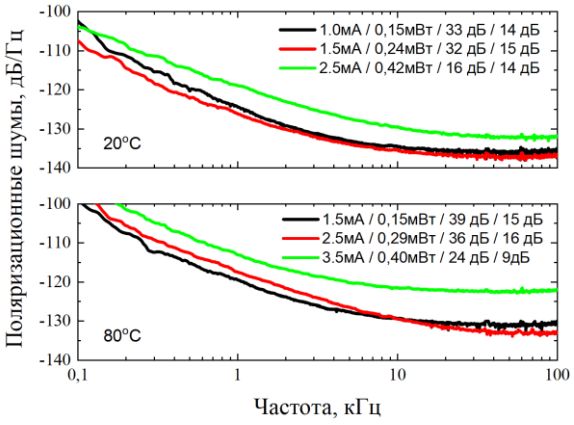


Рис.1. – Поляризационные шумы лазера при различных токах и температуре с указанием актуальных значений SMSR и OPSR

Исследования выполнены при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FFUG-2025-0006).

[1] B.D. Padullaparthi, J.A. Tatum, K. Iga, VCSEL Industry: Communication and Sensing, Wiley-IEEE Press (2021).
[2] J. Kitching, Applied Physics Review ***5*** *(3), 031302 (2018).*
[3] P. Zhou et al., Biosensors ***12*** *(12), 1098 (2022).*
[4] С.А. Блохин и др., Квантовая электроника ***49*** *(2), 187 (2019).*

Исследования и разработки кремниевых фотоумножителей

Виноградов С.Л.[1]

[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53*

С 1990-х годов кремниевые лавинные фотоэлектронные умножители (Si-ФЭУ, silicon photomultiplier, SiPM) прошли путь от пионерских разработок ФИАН, ИЯИ, НПО МЭЛЗ, ООО ЦПТА, МИФИ, НПО Пульсар до мирового признания и массового применения в качестве высокочувствительных фотодетекторов с разрешением числа фотонов. Концепция SiPM была разработана в ФИАН в ходе исследований гейгеровских лавинных процессов с отрицательной обратной связью на одноэлектронном уровне [1], а работающие приборы — в 1990–2000-е годы [2].

Прототипом современных SiPM ведущих мировых производителей (Hamamatsu, Excelitas, ON Semiconductor, Broadcom) стала конструкция SiPM на основе планарного p-n перехода [2].

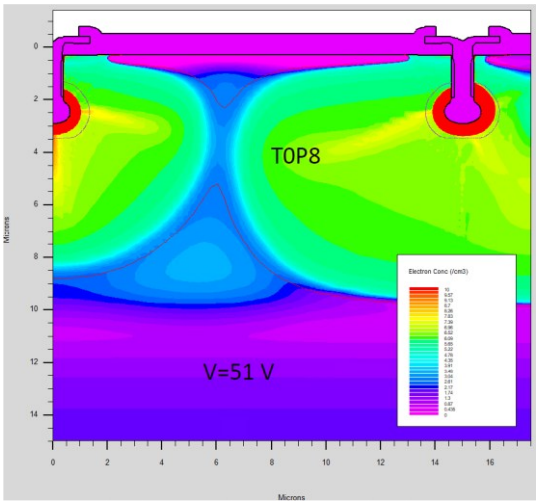


Рис. 1. Модель профиля электронной плотности в ячейках TAPD на основе заглубленного сферического p-n перехода.

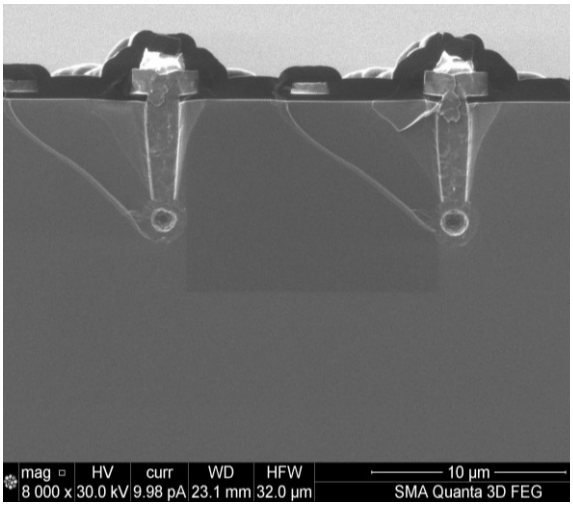


Рис. 2. Снимок растровой электронной микроскопии ячеек TAPD на основе заглубленного сферического p-n перехода.

Однако в настоящее время рекордные параметры среди SiPM по квантовой эффективности, быстродействию, динамическому и спектральному диапазону достигнуты в непланарной конструкции SiPM на основе заглубленного сферического p-n перехода — Tip APD (TAPD). Разработка TAPD была проведена автором на технологической базе КЕТЕК и Fraunhofer EMFT (Германия) в 2017–2021 годах [3, 4], а в 2022–2024 годах был выполнен НИОКР «Разработка SiPM непланарной конструкции» по воспроизведению технологии TAPD на технологической базе НПК «Технологический центр» и ЦКП МИЭТ, г. Зеленоград (Рис. 1, 2) [5].

В докладе представлены результаты измерений основных характеристик TAPD. Коэффициент умножения составляет около 7.5×10^4, а характерные времена фронта и спада одноэлектронного импульса составляют 0.5 нс и 4 нс. Гистограммы распределения зарядов и амплитуд фотоотклико в на малофотонные лазерные импульсы с разрешением числа фотонов соответствуют генерализованному распределению Пуассона с учетом коррелированого шума оптического кросстолка и послеимпульсов.

*[1] D.A. Shushakov, V.E. Shubin, SPIE Optoel. Phys. Devices, **2397**, 544 (1995).*
*[2] P. Buzhan et al., ICFA Instrum. Bull., **23**, 28 (2001).*
*[3] E. Engelmann et al., IEEE Sens. J., **21**, 5 (2021).*
*[4] S. Vinogradov, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A, **1045**, 167596 (2023).*
*[5] С.Л. Виноградов, Наноиндустрия, **16**, 119 (2023).*

Терагерцовые квантовые каскадные лазеры в квантующих магнитных полях

Гавриленко В.И.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Эффективность квантовых каскадных лазеров (ККЛ) принципиально ограничена широким спектром двумерных подзон, что приводит к быстрой безызлучательной рекомбинации электронов с верхней в нижнюю рабочую подзону при испускании фононов. В работе [1] было предложено использовать для создания ККЛ сверхрешетки квантовых точек, что позволило бы значительно снизить скорость безызлучательной рекомбинации и пороговый ток ККЛ до величин порядка 10 А/см^2 [1], однако даже попытки частично реализовать эту идею (структура с квантовыми точками в КЯ) не привели к ожидаемому результату. Однако ”нульмеризация“ электронного спектра также может быть достигнута и в обычном ККЛ при приложении квантующего магнитного поля. В работе исследованы транспортные и излучательные характеристики ТГц квантовых каскадных лазеров (ККЛ) с «резонансно-фононным» дизайном в квантующих магнитных полях ($\hbar\omega_c > \hbar\omega$) до 11,5 Тл при гелиевой температуре. В «низкочастотном» (2,3 ТГц) ККЛ «резонансное» магнитное поле ($\hbar\omega_c = \hbar\omega$), соответствующее пересечению 1-го и 0-го уровней Ландау из нижней и верхней рабочих подзон ККЛ (когда включается «межподзонное» рассеяние на примесях, шероховатостях интерфейсов, акустических фононах, подавляющее инверсию населенностей составляет 5.6 Тл, а в квантующем поле 11.5 Тл наблюдается более чем трехкратное уменьшение порогового тока по сравнению с нулевым полем [2]. В двухфотонном ККЛ с широкой полосой перестройки частоты излучения (3-3.9 ТГц) и рекордно низкой пороговой плотностью тока [3] «резонанс» смещен в бóльшие магнитные поля и перестраивается с ростом тока/приложенного напряжения (звездочки на Рис.1) вслед за перестройкой частоты генерации лазера с «диагональным» дизайном, излучающего на переходах между уровнями в соседних квантовых ямах. В этом лазере также продемонстрировано почти трехкратное уменьшение пороговой плотности тока вплоть до рекордно низкого значения 50 А/см^2 (Рис.2) - ср. с [1].

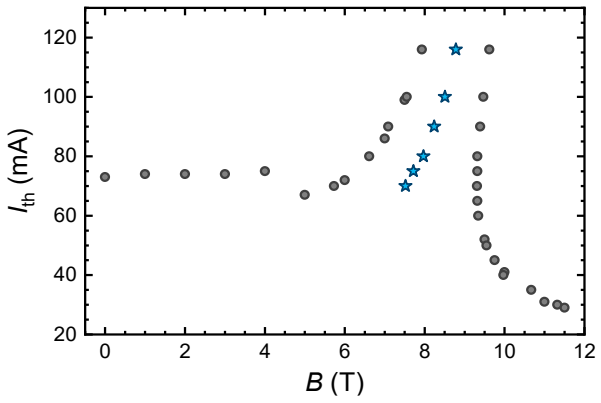


Рис.1. Зависимость порогового тока двухфотонного ККЛ [3] от магнитного поля.

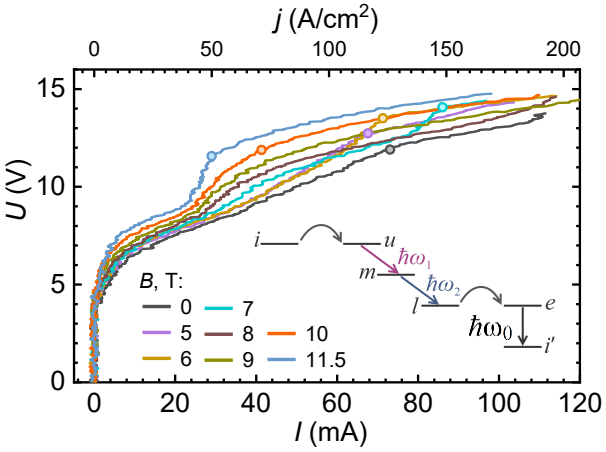


Рис.2. ВАХ двухфотонного ККЛ [3] в магнитных полях. Кружками показаны пороговые токи..

*[1] I.A. Dmitriev, R.A. Suris., phys. stat. sol. (a,. **202**, 987 (2005).*
*[2] Р.Х. Жукавин и др., ФТП, **59**, 433 (2025).*
*[3] R.A. Khabibullin et al., J. Appl. Phys., **136**, 194504 (2024)*

Механизм изменения параметров границ раздела металл/InAlAs при температурном воздействии

Гензе И.Ю., Аксенов М.С., Чистохин И.Б., Гилинский А.М., Дмитриев Д.В., Гуляев Д.В., Закиров Е.Р., Вдовин В.И., Гутаковский А.К.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,630090, пр. Академика Лаврентьева, 13

Барьеры Шоттки (БШ), сформированные на поверхности гетероструктур InAlAs/InGaAs/InP, используются при изготовлении микроволновых малошумящих полевых транзисторов, а также фотодетекторов [1, 2]. Электрофизические параметры, в частности, высота энергетического барьера (φ_b), существенно влияют на рабочие характеристики и долговременную стабильность получаемых устройств. Величина φ_b в свою очередь зависит от качества полупроводниковой поверхности, метода её предварительной подготовки, используемого металла и параметров формовочного отжига, являющегося, как правило, необходимым для стабилизации и улучшения параметров БШ.

К настоящему времени широкое распространение получили контакты Шоттки на основе Ti, наибольшая высота барьера после отжига в которых составляет 0.71-0.74 эВ [3]. Для увеличения высоты барьера традиционно используют металлы с большой работой выхода, такие как Pt, Pd, Ir, обеспечивающие после отжига высоту барьера 0.78-0.85 эВ, а в отдельных работах до 1.09 эВ [4]. Однако, недостаток экспериментальных данных о влиянии параметров отжига на морфологию, химический состав и барьерные характеристики не позволяют сделать однозначных выводов о причинах изменения φ_b.

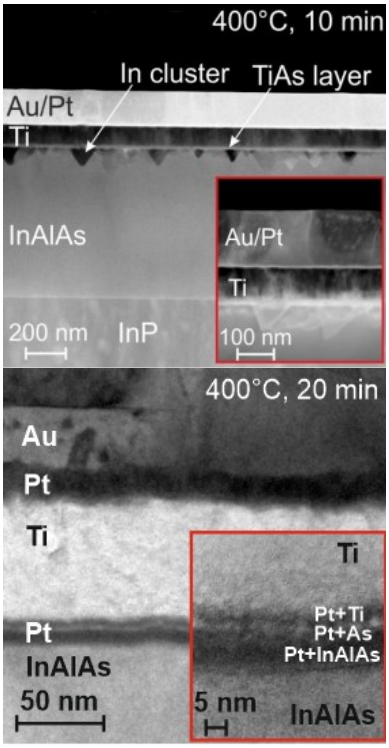


Рис. 1. СТЭМ изображения границ раздела Ti/InAlAs (сверху) и Pt/InAlAs (снизу) после 400 °C отжига.

В данной работе изучена корреляция между временем и температурой отжига, химическим составом (рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия), морфологией (сканирующая туннельная электронная микроскопия) и электрофизическими параметрами (вольт-амперные характеристики) границ раздела Ti/n-InAlAs(001) и Pt/n-InAlAs(001).

Показано, что наибольшие достигнутые значения φ_b составляют 0.73 и 0.83 для БШ Ti/n-InAlAs и Pt/n-InAlAs соответственно. Основные изменения φ_b в результате отжига происходят за счёт трансформации морфологии и химического состава вблизи границы раздела, связанные с твердотельными реакциями металлов, процессами сегрегации полупроводника, а также взаимной диффузией атомов полупроводника и металлов (рис. 1). Установлено, что в результате взаимодействия As с металлами, образуются новые промежуточные слои $TiAs_2$ и $PtAs_2$ толщиной порядка 10 нм, которые приводят к изменению границ раздела, формирующих БШ, и электрофизических параметров БШ в результате отжига [3].

*[1] A.L. Chizh et al., Tech. Phys. Lett., **45**, 739 (2019).*
*[2] Muhamd R., ECS J. Solid State Sci. Technol., **11**, 075001 (2022).*
*[3] M.S. Aksenov и др., Surfaces and Interfaces., **39**, 102920 (2023).*
*[4] A. Fricke и др., Appl. Phys. Lett., **65**, 755 (1994).*

Синтез и свойства нитевидных нанокристаллов GaN на темплейтах GaN/AlN/Si(111) для создания нанолазеров

Гридчин В.О.[1-3], Шугабаев Т. [1-3], Даутов А.М.[1-3], Калиничев А.А.[2], Резник Р.Р.[1-3], Котляр К.П.[1-3], Шаров В.А.[1], Лендяшова В.В.[1-3], Цырлин Г.Э.[1-3]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8/3*
[2]*СПбГУ, 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. д. 13б*
[3]*ИАП РАН, 198095, г. Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33*

Нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе III-N полупроводниковых материалов (GaN,AlN, InN) являются многообещающими структурами для современной оптоэлектроники. Интерес к данным структурам обусловлен возможностью создания на их основе источников одиночных фотонов, работающих при комнатной температуре, поляритонных и плазмон-поляритонных нанолазеров, гибких нано- и микросветодиодов. Создание таких устройств требует превосходного качества ННК и крайне однородных продольных и поперечных размеров, обеспечивающих высокие коэффициенты оптического усиления. Рост таких структур возможен при использовании согласованных по параметрам решетки систем, например ННК GaN на слоях GaN. Такой подход, например при создании микросветодиодов, демонстрирует многообещающие эффективности излучения (~25 % для зелёного и 8 % для красного диапазонов) при рекордно малых размерах отдельных излучателей (ННК диаметром ~250 нм) [1]. Однако распространение прорастающих дислокаций из нижележащего слоя непосредственно в ННК накладывает требование к высокому качеству исходного буферного слоя, а также необходимость формирования на нём паттернированной маски с окнами существенно осложняет технологию. Важно отметить, что в данном случае маска используется не только для получения однородных ННК, но и для самого роста ННК поскольку в отсутствии рассогласования параметров решеток формирование III-N ННК крайне затруднительно.

В данной работе нами представлены результаты исследований прямого роста ННК GaN на слоях GaN/AlN/Si(111), выращиваемых в едином ростовом процессе без использования паттернированной маски. Для инициирования зарождения ННК на поверхности GaN была разработана многостадийная методика, включающая в себя формирование в слое GaN областей с разной полярностью и последующего формирования тонкого слоя SiN_x на поверхности. Полученные результаты показали, что такой подход обеспечивает эффективное зарождение нитевидных нанокристаллов. Установлено, что ННК растут когерентно плоскости (111) подложки, сохраняя постоянную боковую огранку по всей длине. Атомно-силовая микроскопия показала, что зарождение ННК происходит только на азот-полярных доменах слоя GaN. По данным ПЭМ-исследований, в измеренных ННК дислокации не выявлены, что предположительно связано с использованием фильтр слоя SiNx. Показано, что диаметр ННК определяется диаметром доменов азотной полярности в исходном слое GaN. В частности, были получены ННК диаметром ~800 нм. Кроме того, в выращенных ННК обнаружена возможность получения когерентного излучения с максимумом вблизи 363 нм при комнатной температуре и накачке импульсным лазером. Ширина линии когерентного излучения в таких структурах составила ~0.8-1 Å.

Таким образом, был разработан метод гомоэпитаксиального роста ННК GaN на слоях GaN, обеспечивающий высокое кристаллическое качество и однородные геометрические размеры ННК. Продемонстрирована возможность получения когерентного излучения. Полученные результаты открывают возможность создания нанолазеров для УФ диапазона и применения данного подхода к другим III-N полупроводниковым наноструктурам для расширения диапазона излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (грант № FSRM-2026-0004).

*[1] A. Pandey et al., Light: Advanced Manufacturing, **4**, 519 (2024).*

Исследование дизайна активной области лазерной гетероструктуры на основе множественных напряженных квантовых ям

Гришин А.Е., Шамахов В.В., Кондратов М.И., С.О. Слипченко, Пихтин Н.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Стремительное развитие эпитаксиальных методов роста, таких как МОГФЭ и МПЭ, позволило выращивать тонкие полупроводниковые слои с прецизионной точностью. Толщина и состав в таких структурах контролируется непосредственно как *in situ,* так и при помощи *surface science* методов контроля, таких как ТЭМ, РДА, АСМ и т.д. Однако на этапе проектирования, до роста гетероструктуры могут быть спрогнозированы фундаментальные свойства материала, связанные с разностью параметров кристаллической решетки осаждаемого материала и подложки. Большая величина этой разности $\Delta a/a$ может привести к выбросу упругой энергии материала через релаксацию деформации, которая в свою очередь приводит к образованию дислокаций несоответствия и сегментов пронизывающих дислокаций. Зарождение большой плотности линейных дефектов негативно влияет на оптические и электрические свойства прибора, что говорит о необходимости контролировать процесс дефектообразования. Это может быть особенно важно при проектировании напряженных и сильно напряжённых активной области лазера на основе множественных квантовых ям $Ga_xIn_{1-x}As/InP$, $In_{1-x-y}Al_xGa_yAs/InP$, $In_{1-x-y}Ga_xAs/GaAs$, $In_{1-x-y}Al_xGa_yP/GaAs$, $In_{1-x-y}Al_xGa_yAs/GaAs$ и т.д.

Дизайн активной области лазерной гетероструктуры исследовался на основе модели эффективного скалывающего напряжения τ_{eff} ; которая является производной от модели механического равновесия Мэтьюза-Блейксли и позволяет проводить оценку допустимых величин напряжений для каждого *i*-го слоя в квазиоднородном приближении [1]. Мы рассмотрели материальную систему $Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$. В качестве референой структуры была выбрана активная область на основе двенадцати КЯ с компенсацией упругих напряжений. Такое количество КЯ выбрано для уменьшения вклада Оже-рекомбинации для лазеров, излучающих на ~ 1550 нм. Описание активной области каждой из структур приведено в таблице 1. Толщина и состав КЯ во всех структурах оставалась неизменной. Мы варьировали толщину и степень деформации БС в диапазоне от 60 до 120 Å и 0.5-1.0 % соответственно.

Таблица 1. Активная область исследуемых структур

$Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP$	*ε (КЯ), %*	*Толщина КЯ, Å*	*ε (БС), %*	*Толщина БС, Å*	*Кол-во КЯ*	*λ*
Структура 1	*1.5*	*55*	*0.5*	*90-120*	*12*	*~ 1530*
Структура 2			*0.6*			
Структура 3			*0.7*			
Структура 4			*0.8*			
Структура 5			*0.9*			
Структура 6			*1.0*			

Результаты расчета показали, что изготовление активной области на основе 12 КЯ предпочтительно для ε (БС) в диапазоне 0.7-0.8 %. В диапазоне толщин БС 90 -120 Å процесс релаксации не наблюдается, однако для структуры 4 при толщине БС 120 Å обнаружен эффект перекомпенсации, который может быть связан с переходом от доминирования напряжения сжатия к напряжению растяжения. Остальные величины деформации во всем исследуемой диапазоне не являются предпочтительными, поскольку существует вероятность наступления пластической деформации и, следовательно, началу процесса релаксации.

[1] Ю.Б. Болховитянов и др., УФН. 171. С. 689-715 (2001).

Электронная компонентная база волоконно-оптических линий связи и радиофотоники на основе InGaAs/InAlAs/InP структур

Гуляев Д.В., Дмитриев Д.В., Гилинский А.М., Аксенов М.С., Царев А.В., Колосовский Е.А.

ИФП СО РАН, 603090, г. Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, д. 13

Одним из наиболее востребованных и актуальных направлений создания электронной компонентной базы для волоконно-оптических линий связи и радиофотоники является разработка ЭКБ на длину волны 1,55 мкм на основе полупроводниковых A_3B_5 соединений на InP подложке. Это связано с тем, что такие соединения (в том числе InGaAlAs) вследствие прямой запрещенной зоны и сильного электрооптического эффекта позволяют на их основе создавать любую активную компонентную базу для устройств приемо-передачи оптического сигнала.

В данном докладе представлены последние результаты по разработке в ИФП СО РАН ЭКБ на длину волны 1,55 мкм на InP подложке на основе технологии “безфосфорных” InGaAlAs/InAlAs соединений. К настоящему моменту времени разработана технология синтеза методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) многослойных гетероструктур (ГЭС) InGa(Al)As/InAlAs на InP подложке. Преимуществом технологии МЛЭ является возможность формирования тонких (субнанометровых) структур, переходных слоёв и искусственных («цифровых») твердых растворов. Показано, как внедрение тонких вставок InGaAs в слои InAlAs, полученных методом МЛЭ, позволяет повысить проводимость контактных слоёв при сохранении высокой прозрачности [1].

К настоящему моменту времени на основе разработанной технологии изготовлены чипов мощных СВЧ фотодиодов в двух вариантах исполнения с торцевым и вертикальным заведением света и представлены их характеристики. В вертикальном исполнении чипы мощных СВЧ фотодиодов продемонстрировали ширину полосу частоты до 50 ГГц, с торцевым вводом до 20 ГГц.

Представлены результаты по разработке лавинных ФД на основе InGaAs/InAlAs ГЭС, изготовленных по мезатехнологии. Показано, что разработанные чипы лавинных фотодиодов характеризуются шириной полосы рабочих частот до 10 ГГц, статический коэффициент усиления достигает 50 при напряжении 28 В.

Показаны результаты по созданию сверхвысокочастотного электроабсорбционного модулятора (ЭАМ) на основе InGaAlAs/InAlAs множественных квантовых ям с преобразователем размеров пучка (тейпером), снижающим потери на стыковку между полупроводниковым волноводом и оптоволокном. Изготовлены чипы электроабсорбционных модуляторов с шириной полосы рабочих частот до 10 ГГц на длину волны 1.55 мкм и коэффициентом экстинкции более 10 дБ.

Исследована возможность монолитной интегральной стыковки фотодиодов с электроабсорбционным модулятором, основанная на эффекте тунельно-связанных волноводов [2].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 26-91-36001, https://rscf.ru/project/26-91-36001/

[1] Gilinsky A. M. et al., J. Appl. Phys. ***137****, 174501 (2025).*
[2] Журавлев К. С. и др., Квантовая электроника ***55****, 30 (2025).*

Комплексный экспериментально-теоретический подход к исследованию источников и детекторов ИК и ТГц диапазонов

Дашков А.С.[1,2], Хахулин С.А.[2], Костромин Н.А.[1,2], Комков О.С.[1], Пирогов Е.В.[2], Соболев М.С.[2], Горай Л.И.[1,2,3], Буравлев А.Д.[1,3,4]

[1]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, г. Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5, лит. Ф*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, корп. 3, лит. А*
[3]*ИАП РАН, 198095, г. Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А.*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Инфракрасные детекторы и источники ТГц-излучения востребованы в широком круге приложений: дистанционном зондировании Земли, спектроскопии газов, медицинской диагностике, системах безопасности и высокоскоростной беспроводной связи. Подобные приборы могут быть реализованы с использованием квантово-размерных структур AlGaAs/GaAs, например, квантовых ям в случае фотодетекторов типа QWIP и сверхмногопериодных сверхрешеток в случае источников ТГц-излучения. Ключевым преимуществом такого подхода является возможность гибкой настройки спектральных характеристик путём варьирования толщин и состава слоёв активной области [1, 2]. Актуальной задачей остаётся разработка достоверных подходов и методов численного моделирования таких структур, верифицированных экспериментально, что позволило бы целенаправленно проектировать приборы с заданными характеристиками, сокращая число технологических экспериментов. В настоящей работе представлены результаты комплексного исследования, включающего моделирование активной области и волноводов, а также экспериментальную характеризацию изготовленных структур.

Расчёт электронной зонной диаграммы исследуемых квантово-размерных структур проводился с использованием нескольких подходов: аналитических оценок, метода стрельбы, метода конечных элементов в приближении эффективной массы с учётом непараболичности зонной структуры и внешнего электрического поля [2, 3]. На основе рассчитанной электронной структуры получены спектры поглощения QWIP-детекторов и спектры усиления источников на сверхрешётках. Моделирование волноводных характеристик и эффективности ввода излучения выполнялось методом FDTD [4] дополненным методами машинного обучения. Для экспериментальной характеризации электронных и оптических свойств исследуемых структур применялись методы спектроскопии фотоотражения и фотолюминесценции.

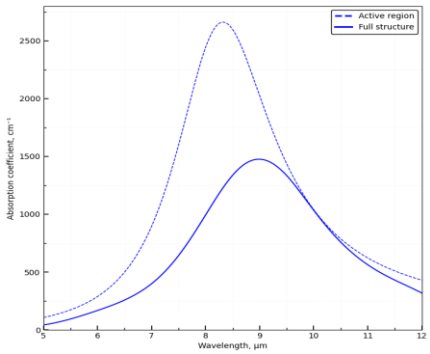


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения исследуемой структуры детектора и его активной области.

Полученные экспериментальные спектры демонстрируют удовлетворительное согласие с результатами расчёта энергетических структуры в исследуемых образцах, а рассчитанное пиковое поглощение составляет порядка 1500 см$^{-1}$, величина усиления составляет до 50 см$^{-1}$.Представленный комплексный подход, объединяющий моделирование активной области и волновода с экспериментальной верификацией, позволяет целенаправленно оптимизировать параметры структур на этапе проектирования и является перспективным инструментом создания приборов ИК- и ТГц-диапазона. Исследования были поддержаны Министерством образования и науки Российской Федерации (№075-00003-25-04, FSEE-2025-0011).

*[1] W. Si et al., Micromachines, **15**, 427 (2024).*
*[2] C. Jirauschek, T. Kubis, Appl. Phys. Rev., **1**, 1 (2014).*
*[3] C. Jirauschek, IEEE J. Quantum Electron., **45**, 1059 (2009).*
*[4] A. F. Oskooi et al., Comput. Phys. Commun., **181**, 687 (2010).*

Квантово-каскадные детекторы для длинноволнового инфракрасного диапазона

В.В. Дюделев[1], А.Д. Андреев[1], Д.В. Чистяков[1], В.В. Подопригора[1,2], А.А. Никитин[1,2], Д.А. Михайлов[1], Е.Д. Черотченко[1], И.И. Врубель[1], В.Ю. Мыльников[1], С.Н. Лосев[1], Н.Г. Дерягин[1], С.Х. Абдулразак[1], А.В. Бабичев[1], А.В. Лютецкий[1], С.О. Слипченко[1], Н.А. Пихтин[1], А.Г. Гладышев[3], К.А. Подгаецкий[4], А.Ю. Андреев[4], И.В. Яроцкая[4], М.А. Ладугин[4], А.А. Мармалюк[4], Д.С.Папылев[5], И.И. Новиков[3,5], Е.А. Когновицкая[1,6], А.Г. Дерягин[1], В.И. Кучинский[1], Л.Я. Карачинский[3,5], А.Ю. Егоров[3], Г.С. Соколовский[1]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт -Петербург, ул. Политехническая, д. 26,*
[2] *СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5.*
[3] *ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт -Петербург, ул. Домостроительная, д. 16 литер Б*
[4] *АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д.3, корп.1*
[5] *Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, д. 49*
[6] *ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева», 190005, Санкт-Петербург, Московский пр., д. 19*

Благодаря рекордно низкому темновому току [1] и возможности работы при комнатной температуре, квантовые каскадные детекторы (ККД) становятся востребованной платформой для детектирования длинноволнового ИК-излучения в различных приложениях, таких как беспроводная оптическая связь [2], гетеродинная спектроскопия, биомедицина и газовый анализ. Возможность изготовления ККД из гетероструктур квантовых каскадных лазеров (ККЛ) позволяет объединять излучатели и приёмники на одном чипе, реализуя технологию «лаборатория на чипе».

В работе исследовались ККД, созданные на основе гетероструктур мощных ККЛ с 50 каскадами в активной области, излучающих вблизи 8 мкм [3]. Исследования зависимости чувствительности от мощности детектируемого излучения показали гиперболическую зависимость. В диапазоне мощностей 0.1-1.5 Вт чувствительность практически постоянна на уровне 50 мА/Вт (с учётом потерь на ввод излучения в волновод ККД). При снижении мощности наблюдался резкий рост чувствительности, которая с учётом всех потерь составила ~ 100 мА/Вт при мощности детектируемого излучения ~ 100 мкВт. Обнаружена немонотонная зависимость чувствительности от длины чипа с выраженным максимумом для ККД длиной ~ 0.7 мм и практически двукратным снижением для чипов длиной 0.3 и 3 мм. Была реализована гетерогенная интеграция ККД размером 200×500 мкм с мощным ККЛ на общем теплоотводе, продемонстрировавшая успешный подход к реализации компактных излучателей со стабилизированной мощностью. Полоса пропускания ККД оценивалась по фотоотклику на короткие импульсы, генерируемые ККЛ при субнаносекундной токовой накачке. Минимальная длительность зарегистрированного импульса составила ~ 750 пс (Рис.1), что соответствует полосе пропускания не менее 1 ГГц, ограниченной ёмкостью детектора.

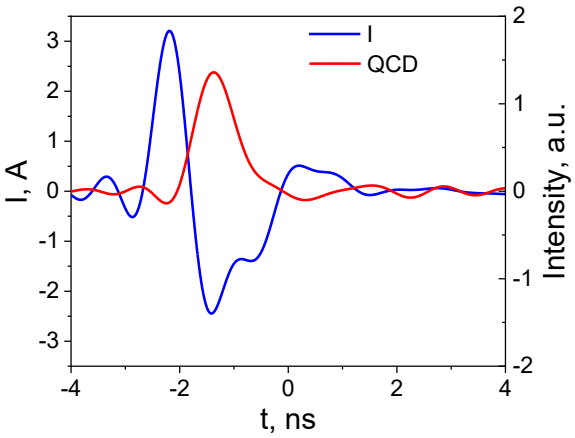


Рис. 1. Осциллограммы импульса тока накачки ККЛ (синяя кривая) и импульса фотоответа ККД (красная кривая).

Исследования поддержаны РНФ (грант № 21-72-30020-П, https://rscf.ru/project/21-72-30020/).

*[1] F. R. Giorgettaand et al., IEEE Jour. of Quant. El., **45**, 1029 (2009)*
*[2] M. Joharifar et al., Jour. of Lightwave Tech., **41**, 1087(2023).*
*[3] В.В. Дюделев и др., УФН, **194**, 98 (2024).*

Связь особенностей спектров КРС и ФЛ с характеристиками сегнетоэлектрических фототранзисторов на основе α-In_2Se_3

Елисеев И.А.[1], Осоченко Г.В.[1], Kurtash V.A.,[2] Давыдов В.Ю.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*TU Ilmenau, 98693, Ilmenau, Ehrenbergstraße 29, Germany*

In_2Se_3 является перспективным материалом для нейроморфной электроники и оптоэлектроники благодаря уникальному сочетанию полупроводниковых, сегнетоэлектрических и оптоэлектронных свойств в слоистом двумерном материале [1]. При этом параметры приборов, созданных на его основе, могут существенно различаться, что делает актуальной задачу быстрой неразрушающей диагностики материала перед изготовлением устройств. Работа посвящена исследованию связи между особенностями оптических спектров комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ) α-In_2Se_3 с фотоэлектрическими характеристиками сегнетоэлектрических фототранзисторов, созданных на его основе.

Исследуемые в данной работе фототранзисторы были изготовлены путем переноса чешуек α-In_2Se_3, полученных с помощью отслаивания от объемного кристалла, на подложки SiO_2(280 нм)/p^+-Si с заранее литографически сформированными контактами (Au/Ti). В полученной структуре чешуйка In_2Se_3 формировала канал между контактами истока и стока, слой SiO_2 выполнял функцию подзатворного диэлектрика, а p^+-Si использовался в качестве нижнего затвора. Толщина чешуек In_2Se_3 составляла от 40 до 70 нм. Для предотвращения окисления на поверхность In_2Se_3 наносились тонкие чешуйки прозрачного гексагонального нитрида бора (hBN). Были исследованы спектры КРС и ФЛ In_2Se_3 в составе изготовленных приборов, а также изучены вольтамперные характеристики и фотоотклик данных приборов на лазерное излучение с длиной волны 532 нм.

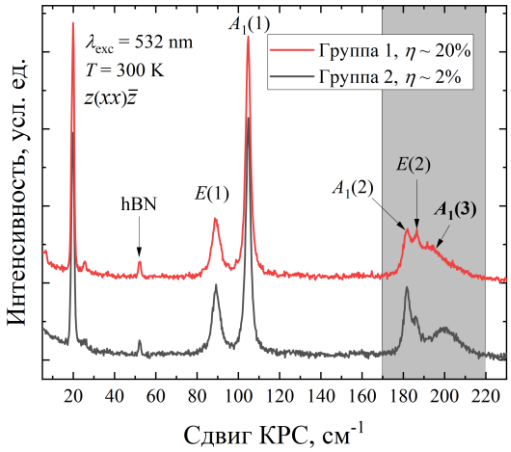


Рис. 1. Спектры КРС In_2Se_3 с различной квантовой эффективностью фотоотклика.

Различия в спектрах КРС в области линии $A_1(3)$ (рис. 1) позволили разделить образцы на две группы. В приборах группы 1 (с частотой $A_1(3)$ $\omega_{A1(3)}$ = 193 см$^{-1}$) энергия максимума ФЛ оказалась на 10 мэВ меньше (E_{PL} = 1.384 эВ), чем в приборах группы 2 ($\omega_{A1(3)}$ = 200 см$^{-1}$; E_{PL} = 1.394 эВ). При исследовании фотоотклика изготовленных приборов обнаружено, что приборы группы 1 демонстрируют на порядок более высокую квантовую эффективность, чем приборы группы 2 (η ~ 20% против 2%), а также характеризуются наличием фототока при отсутствии внешнего электрического поля. Последний факт может указывать на присутствие объемного фотоэлектрического эффекта – явления, присущего полярным кристаллам, к которым относится α-In_2Se_3. Кроме этого, для полярных кристаллов характерно наличие LO-TO расщепления, а появление линии $A_1(3)$ в спектрах КРС In_2Se_3, измеренных в геометрии $z(xx)\bar{z}$, связано со вкладом LO-фононов в спектр КРС. Изменение частоты линии $A_1(3)$ может свидетельствовать об изменении силы электрон-фононного взаимодействия и, как следствие, величины LO-TO расщепления в кристалле. В данный момент ведется работа над более строгой интерпретацией полученных результатов. Таким образом, продемонстрировано, что исследование спектров ФЛ и спектров КРС в области линии $A_1(3)$ позволяет заранее отбирать слои α-In_2Se_3 для создания на их основе приборов с повышенной квантовой эффективностью.

*[1] Song S. et al., Nat. Rev. Electr. Eng., **3**, 185 (2026).*

Оптические свойства полупроводниковых сверхрешеток на основе узкозонных полупроводников A3B5

Ерошенко Г.Н.[1], Кривобок В.С. [1], Минаев И.И.[1], Савин К.А.[1], Клековкин А.В.[1], Дубовая А.Р.[1], Николаев С.Н.[1]

[1] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53*

В работе исследованы короткопериодные сверхрешётки типа II InAs/GaSb. Предложен и реализован метод формирования «InSb-подобных» интерфейсов с использованием ультратонких переходных слоёв In(As)Sb, обеспечивающий высокое структурное качество гетероструктур. С помощью XRD, TEM, AFM и ИК Фурье-спектроскопии определены параметры кристаллической структуры, морфология поверхности и комплексный показатель преломления. На основе экспериментальных данных и k·p метода идентифицированы основные межзонные оптические переходы, определяющие спектр поглощения.

В настоящее время фотоприёмники на основе сверхрешёток типа II (T2SL) рассматриваются как одна из наиболее перспективных систем для детектирования в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах благодаря ряду фундаментальных преимуществ по сравнению с традиционными технологиями на основе HgCdTe или квантовых ям [1]. Среди ключевых достоинств такого типа структур можно выделить подавление Оже-рекомбинации, снижение вероятности межзонного туннелирования, высокая подвижность носителей, а также ослабление правил отбора, что расширяет спектр разрешённых оптических переходов [2–4]. Так же стоит отметить возможность инженерии зонной структуры за счёт контроля толщины слоёв, что позволяет настраивать спектральную чувствительность приборов [5].

Практическая реализация таких систем сопряжена со значительными технологическими трудностями, главной из которых является обеспечение высокой степени однородности и низкой плотности дефектов при выращивании многопериодных гетероструктур. В настоящей работе предложен и экспериментально реализован подход к формированию «InSb-подобных» гетерограниц в короткопериодных сверхрешётках InAs/GaSb, основанный на введении ультратонких переходных слоёв состава In(As)Sb. Рост осуществлялся методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием in situ контроля реконструкции поверхности, что позволило точно управлять формированием интерфейсов.

Постростовые исследования, включали в себя рентгеновскую дифрактометрию, просвечивающую электронную микроскопию и атомно-силовую микроскопию, Комплексный анализ подтвердил высокое кристаллическое совершенство полученных структур общей толщиной свыше 2 мкм. Оптические свойства были исследованы методом ИК Фурье-спектроскопии, на основе которой восстановлен комплексный показатель преломления и его температурная зависимость. Сопоставление экспериментальных данных с результатами с численным моделированием, позволило идентифицировать ключевые межзонные переходы. Полученные результаты демонстрируют перспективность предложенного технологического решения для создания эффективных фотодетекторов в диапазоне 8–12 мкм.

[1] Xie L., Wang G., Sun Q. // AOPC 2020: Infrared Device and Infrared Technology. – 2020. – Vol. 11563. – P. 121–126.

[2] Grein C. H., Cruz H., Flatte M. E., Ehrenreich H. // Appl. Phys. Lett. – 1994. – Vol. 65. – № 20. – P. 2530–2532.

[3] Rogalski A., Antoszewski J., Faraone L. // J. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 105. – № 9. – P. 091101.

[4] Rogalski A. // Infrared Phys. Technol. – 2011. – Vol. 54. – № 3. – P. 136–154.

[5] Kinch M. A. Fundamentals of infrared detector materials. – SPIE Press, 2007.

Низковольтные быстродействующие тиристоры на основе структуры GaAs/AlGaAs

Жидяев К.С., Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Самарцев И.В.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23

Актуальной задачей является генерация импульсов тока наносекундного и субнаносекундного диапазона с амплитудой десятки-сотни ампер для нагрузки с низким импедансом. Такие импульсы используются, например, для накачки полупроводниковых лазеров в системах передачи данных [1]. Генерация вышеописанных импульсов тока требует создания быстродействующих токовых ключей.

Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке n-GaAs выращена тиристорная структура на основе GaAs/AlGaAs (таблица 1). Из выращенной гетероструктуры изготовлены чипы тиристоров размером 1×1 мм с полосковой геометрией анодного и управляющего контакта (рис. 1).

Таблица 1. Параметры эпитаксиальных слоев тиристорной гетероструктуры

Слой	*Толщина, мкм*	*Легирование, см$^{-3}$*
n-AlGaAs	*0.3*	*10^{18}*
p-GaAs	*3*	*10^{16}*
n-GaAs	*2*	*10^{16}*
p-GaAs	*0.3*	*10^{18}*

На основе статических вольтамперных характеристик были определены максимальное напряжение переключения – 36 В и остаточное напряжение – 1.2 В. Исследована работа тиристора в схеме релаксационного генератора, с помощью которой получены импульсы тока наносекундного диапазона с амплитудой десятки ампер. Показано, что при увеличении амплитуды тока управления от 38 до 212 мА время задержки включения тиристора уменьшается от 150 до 10 нс (рис. 2), а время спада блокируемого напряжения и параметры импульсов тока (длительность, амплитуда, время нарастания фронта) не изменяются.

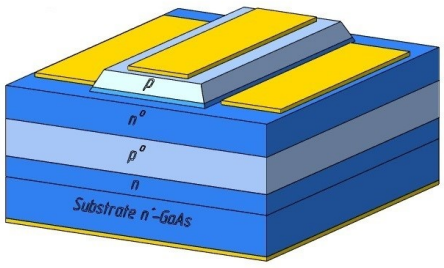


Рис. 1. Схематическое изображение чипа тиристора

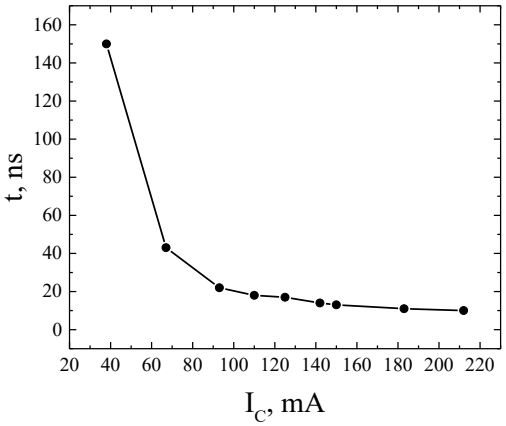


Рис. 2. Зависимость времени задержки включения тиристора от амплитуды тока управления

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

*[1] J. Glaser. IEEE Power Electronics Magazine, **4**, 25 (2017).*

Поликристаллические пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In на гибкой подложке: от структурных свойств к *p–n*-переходам и ИК-фотодетекторам

Ковалюк В.В.[1,2,3], Кобцев Д.М.[1,3], Гайдученко И.А.[3,4], Измайлов Р.И.[3,4], Дашевский З.М.[5], Гольцман Г.Н.[2,3,4]

[1]*НИТУ МИСИС, 119049, г. Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1.*
[2]*РКЦ, 121205, г. Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1*
[3]*МИЭМ НИУ ВШЭ, 109028, 123458, г. Москва, ул. Таллинская, д. 34.*
[4]*МПГУ, 109028, 123458, 119991, г. Москва, ул. М. Пироговская, д. 1, стр. 1*
[5]*ООО «ТИНФОТОНИКА», 121205, г. Москва, Большой бульвар, д. 42 стр. 1*

Из-за узкой запрещенной зоны и уникальных транспортных свойств соединения на основе PbTe являются отличными кандидатами не только для создания термоэлектрических устройств [1], но и для различных типов оптических детекторов в ближнем и дальнем ИК-диапазонах [2]. Использование аморфной подложки позволяет производить термоциклирование до гелиевых температур и обратно.

В данной работе исследуется пленки n- и p- типов, выращенные на тонкой аморфной подложке – полиимиде. Для пленок n-типа нами проведено систематическое исследование структуры и транспортных свойств (коэффициент Холла и электропроводность) в широком температурном диапазоне 10–300 К для пленок Pb1−xSnxTe:In (x = 0, 0.1, 0.2). Выполнено исследование фотопроводимости пленок в телекоммуникационном диапазоне длин волн, включая кинетику, чувствительность и эквивалентную мощность шума, а также исследована замороженная фотопроводимость для всех составов, наблюдаемая при T < 21 K [3].

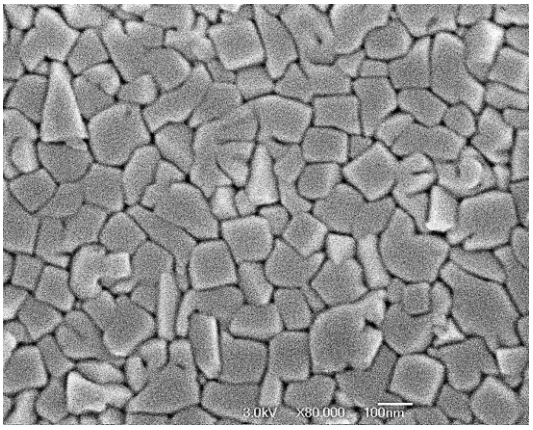


Рис. 1. Изображение в СЭМ поликристаллических пленок PbTe на полиимидной подложке

Для получения поликристаллических пленок PbTe p-типа мы использовали состав Pb0.999Te1.001, учитывая, что любой избыток Te образует акцепторный центр. Затем из полученных таким образом пленок были получены их аналоги n-типа путем ионной имплантации Zn, экспериментально продемонстрировано и качественно объяснено превращение материала p-типа в материал n-типа. Исследованы структурные (рис.1) и транспортные свойства обоих типов пленок, демонстрирующие их высокую целостность и умеренное влияние границ зерен. Для непосредственного отображения перехода между p- и n-сторонами пленки и оценки длины диффузии неосновных носителей заряда была применена методика фотопроводимости, индуцированной электронным пучком. Переход оказался довольно резким в пространственном отношении, что указывает на четко выраженный p-n переход.

Результаты работы открывают многообещающие перспективы использования поли(нано)кристаллических пленок Pb1−xSnxTe:In на аморфной подложке (рис.1) как для фотодетектирования в телекоммуникационном диапазоне длин волн, так и для создания полностью оптических нейроморфных систем, охлаждаемой памяти и логических элементов, работающих при низкой энергии лазерных импульсов.

[1] Goltsman B.M., Film Thermoelements: Physics and Application; Nauka: Moscow, Russia (1985)
[2] Jarashneli A. et al., J. Appl. Phys. 137, 105302 (2025)
[3] Kovalyuk V. et al., J. Appl. Phys. 134, 195702 (2023)

Квантовая ёмкость двойной наведённой квантовой точки в нанопроводе – модель спинового кубита КНИ

Копчинский И.Д.[1,2], Шорохов В.В.[1,2], Попов А.А.[1,2], Шагалов Н.А.[1]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 2, стр. 1*
[2]*Российский квантовый центр, 121205, г. Москва, Сколково, Большой бульвар, д. 30*

Полупроводниковые кремниевые спиновые кубиты (КСК) [1,2] являются многообещающей платформой для квантовых вычислений благодаря их совместимости с существующей технологией КМОП, чрезвычайно малым размерам и последним успехами по удлинению времени когерентности. Эти достижения делают их жизнеспособной основой для будущих крупномасштабных высокопроизводительных квантовых вычислительных систем. Масштабируемость КСК зависит от устойчивости к шумам когерентных систем связанных квантовых точек (КТ) и механизма неразрушающего считывания. Для снижения влияния шумов и разработки стабильной системы измерений необходимо изучение коллективного поведения квазичастиц в двух и более взаимодействующих КТ.

Синглет-триплетные КСК состоят из двух наведённых КТ, заполняемых электронами или дырками, спиновые состояния которых запутываются в магнитном поле. При этом тесная локализация квазичастиц в КТ порождает сильные кулоновские корреляции между отдельными зарядами, что приводит к рассмотрению многочастичной квантовой задачи.

Являясь элементом квантового вычислительного устройства, КСК требует надёжного механизма считывания. Привлекательным вариантом для синглет-триплетного КСК на основе двух КТ является почти неразрушающее считывание коллективного квантового состояния обеих КТ на основе измерения их квантовой ёмкости, для чего используется ёмкостная связь КТ с микрорезонатором, у которого детектируется фазовый отклик. Поэтому расчёт собственных и взаимной ёмкостей наведённых КТ имеет решающее значение для проектирования КСК.

В настоящей работе представлены результаты моделирования двух КТ, индуцированных плунжерными затворами между стоком и истоком в структуре кремниевого нанопровода на изоляторе (КНИ) (типовая схема представлена на рис. 1а и используется в некоторых КСК [2]). Изучаются одно- и многочастичные волновые функции и энергетические спектры, полученные неограниченным методом Хартри-Фока (ХФ) [3]. Анализ многочастичных спектров и квантовой зарядовой плотности (см. рис. 1б) позволяет рассчитать ёмкостные коэффициенты для двух КТ в составе «искусственной молекулы» на чипе.

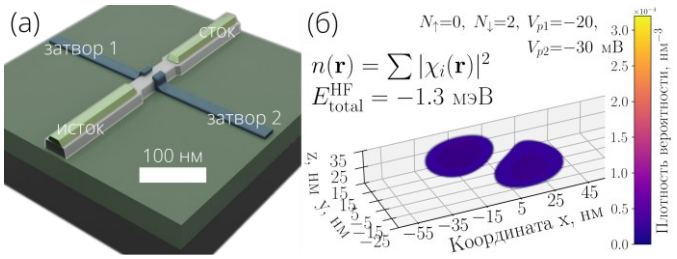


*Рис. 1. а) Структурная трёхмерная модель синглет-триплетного КСК **2d-par-pc2**. б) Двухчастичная квантовая зарядовая плотность в канале КСК **2d-par-pc2** в триплетном состоянии T^-.*

Работа поддержана государственной корпорацией «Росатом» в рамках дорожной карты по квантовым вычислениям (Контракт №868/1241-Д от 25.11.2024). И.К. выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] G. Hu, W.W. Huang, et al. Intell. Comput., 4, 0115 (2025).
[2] G. Burkard, T.D. Ladd, et al. Rev. Mod. Phys., 95, 025003 (2023).
[3] I.D. Kopchinskii, V.V. Shorokhov, A.A. Popov, N.A. Shagalov Rus. Microelec., 54 (8), 1563 (2025).

Высокоскоростные вертикально-излучающие лазеры диапазона 1300–1550 нм, изготовленные методами молекулярно-пучковой эпитаксии и спекания пластин

Копытов П.Е.[1,3], Ковач Я.Н.[2], Блохин С.А.[2], Андрюшкин В.В.[1], Бабичев А.В.[1], Гладышев А.Г.[3], Воропаев К.О.[4], Новиков И.И.[1,3], Карачинский Л.Я.[1,3], Егоров А.Ю.[1,3]

[1]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, д. 49, лит. А*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[3]*ООО «Коннектор Оптикс», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, д. 16, лит. Б*
[4]*АО «ОКБ-Планета», Великий Новгород, ул. Большая Московская, д. 13, лит. А, пом. 1Н.*

Одним из перспективных подходов реализации современных центров обработки данных является использование длинноволновых вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 1300–1550 нм, обеспечивающих существенное увеличение дальности передачи данных. В отличие от монолитных ВИЛ ближнего инфракрасного диапазона на основе системы материалов InAlGaAs/GaAs, разработка длинноволновых ВИЛ сопряжена с рядом технологических проблем [1]. Наиболее перспективными подходами реализации длинноволновых ВИЛ являются: 1) гибридная интеграция оптического резонатора на основе системы материалов InAlGaAs/InP с высококонтрастными диэлектрическими/металл-диэлектрическими зеркалами, 2) технология спекания пластины оптического резонатора на основе системы материалов InAlGaAs/InP с пластинами распределенных брэгговских отражателей на основе системы AlGaAs/GaAs.

Настоящая работа отражает результаты исследования статических и динамических характеристик ВИЛ спектрального диапазона 1300–1550 нм, изготовленных методом спекания пластин.

ВИЛ спектрального диапазона 1550 нм с активной областью на основе множественных квантовых ям (КЯ) InGaAs демонстрируют генерацию в одномодовом режиме с мощностью оптического излучения до 6 мВт, частоту малосигнальной модуляции по уровню -3 дБ до 13 ГГц, цифровую скорость передачи данных до 40 Гбит/с при использовании амплитудной модуляции без возвращения к нулю (англ. non-return-to zero, NRZ) с предыскажением исходного сигнала [2].

Для ВИЛ спектрального диапазона 1300 нм предложена активная область на основе сверхрешеток (СР) InGaAs/InAlGaAs, исключающая рекомбинацию Шокли-Рида-Холла, типичную для КЯ с высоким содержанием Al (8–10 %). Оценка усилительных свойств данных активных областей в торцевых лазерах показала значительный прирост материального и, как следствие, дифференциального усиления в сравнении с лазерами на основе InAlGaAs КЯ [3].

ВИЛ спектрального диапазона 1300 нм с активной областью на основе СР демонстрируют генерацию в одномодовом режиме с мощностью оптического излучения свыше 6 мВт, эффективную частоту малосигнальной модуляции по уровню -3 дБ порядка 8 ГГц, цифровую скорость передачи данных до 32 Гбит/с при использовании модуляции NRZ с предыскажением исходного сигнала и до 40 Гбит/с при использовании четырехуровневой амплитудной модуляции (анг. pulse amplitude modulation, PAM-4) [4]. Анализ КПД таких ВИЛ показал, что максимальный КПД составляет порядка 30 % [5], что является одним из лучших опубликованных значений среди длинноволновых ВИЛ.

Работа авторов из Университета ИТМО поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № FSER-2025-0005).

[1] A.V. Babichev et al. Photonics, ***10****(3), 268 (2023).*
[2] G. Sapunov et al. J. Phys. Photonics, 7(3), 035032 (2025).
[3] A.V. Babichev et al. IEEE J. Quantum Electron., ***61****(2), 1 (2025).*
[4] S.-C. Tian et al. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., ***In press*** *(2026).*
[5] П.Е. Копытов и др. Оптический журнал, ***92****(12), 12 (2025).*

Ширина линии генерации и относительный шум интенсивности высокодобротных дисковых микролазеров с InGaAs/GaAs квантовыми точками

Н.В. Крыжановская[1], И.С. Махов[1], Н.А. Фоминых[1], А.А. Образцова[1], И.С. Федосов[1], К.А. Иванов[1], А.А. Пивоварова[2], Н.Д. Ильинская[2], А.Н. Яблонский[3], А.Е. Жуков[1]

[1] *НИУ ВШЭ, 190121, г. Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, д.16*
[2] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.26*
[3] *ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*

Полупроводниковые дисковые микролазеры представляют интерес для создания нового поколения высокоскоростных оптических межсоединений, а также для интеграции с фотонными интегральными схемами. Для современных схем оптической связи, в том числе с использованием мультиплексирования с разделением по длинам волн и систем оптической связи с использованием когерентного излучения, требуются лазеры с узкой линией излучения. Известно, что микрорезонаторы позволяют увеличить скорость спонтанного излучения активной среды в моду оптического резонатора [1, 2], что может повлиять на шумовые характеристики лазеров на основе таких микрорезонаторов. Хотя ширина спектральной линии является важным параметром, на сегодняшний день можно выделить лишь несколько работ по этой тематике для полупроводниковых дисковых микролазеров. В данной работе выполнено исследование поведения ширины линии излучения микролазеров и относительного шума интенсивности (RIN, relative intensity noise) в зависимости от геометрии их резонатора и тока накачки лазера. Лазерная гетероструктура была синтезирована методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на подложке GaAs n-типа. Структура содержала нелегированный GaAs волноводный слой толщиной 800 нм, расположенный между n- и p- эмиттерами $Al_{0.39}Ga_{0.61}As$ толщиной 1.5 мкм каждый. В волноводе располагалось 6 слоев квантовых точек, формируемых осаждением 2 нм $In_{0.4}Ga_{0.6}As$, отделенных друг от друга слоями нелегированного GaAs толщиной 40 нм. Оптические резонаторы были сформированы методом плазмохимического травления и электронной литографии, в том числе с использованием деформации формы резонатора («улитка Паскаля»), которая задается в двумерных полярных координатах (r, φ) выражением $r(\varphi)=R[1+\varepsilon\cos(\varphi)]$, где ε - параметр деформации (диапазон изменения 0÷0.46), и r - средний радиус (диапазон изменения 10-25 мкм). Характеристики лазеров исследовались в непрерывном режиме при комнатной температуре. В работе выполнены исследования зависимости ширины спектральной линии лазера и фактора уширения (α-фактора или фактора Генри) от величины выходной оптической мощности для микролазеров с разным уровнем потерь на вывод излучения. Для микролазера с недеформированным резонатором диаметром 20 мкм получено значение минимальной ширины линии лазерной линии на уровне ~300 МГц и оценена добротность резонатора на уровне 9.47×10^5. Для микролазера с резонатором в форме «улитка Паскаля» деформация резонатора приводит к улучшению вывода излучения из лазера за счет увеличения излучательных потерь и уменьшению добротности лазерного резонатора до 1×10^5, что также приводит и к увеличению ширины линии. Получены значения RIN лазеров ниже 140 дБм/Гц в одномодовом и многомодовом режиме. Измерения RIN лазеров также позволили исследовать характеристики быстродействия и получить зависимость резонансной частоты от тока накачки и величину D-параметра.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-20048, https://rscf.ru/project/25-72-20048/.

[1] M. Bagheri et al., Conference on Lasers and Electro-Optics and Conference on Quantum Electronics and Laser Science, San Jose, CA, 2008, pp. 1-2 (2008).

*[2] G. P. Agrawal et al., Appl. Phys. Lett., **59**, 399 (1991).*

Терморезистивные свойства тонкоплёночных структур NbN_x, полученных методом реактивного магнетронного напыления

Литовский Л.Я.[1], Васильевский И.С.[1], Виниченко А.Н.[1], Бурдыкин М.С.[1], Кытин В.Г.[2]

[1]*НИЯУ МИФИ, 115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31*
[2]*ФГУП «ВНИИФТРИ», 141570, г. Солнечногорск, рабочий посёлок Менделеево*

Актуальность разработки нечувствительных к магнитному полю датчиков температуры криогенного диапазона (ниже 120 К) обусловлена как развитием квантовых технологий, сверхпроводящей электроники и криогенных систем, так и сложностью получения материалов с низким магнетосопротивлением (например, Cernox [1]), позволяющими сохранять стабильность продольного электрического сопротивления и температурного коэффициента электрического сопротивления (ТКС) в магнитном поле. В настоящей работе исследуются терморезистивные и электрофизические свойства тонких плёнок нитрида ниобия (NbN_x), перспективного материала для создания термисторов, работающих при гелиевых и окологелиевых температурах.

Плёнки NbN_x с варьируемой концентрацией азота от 5% до 20% синтезированы на сапфировой (Al_2O_3) подложке методом реактивного магнетронного распыления мишени из ниобия в атмосфере Ar/N_2. Толщина изготовленных плёнок составила $(20-25)$ нм. Электрофизические характеристики (удельное сопротивление, концентрация и подвижность носителей заряда) измерены в диапазоне температур $4-300$ К и магнитных полях до 4 Тл. Измерения проведены по четырехзондовой схеме Ван дер Пау, позволяющей минимизировать влияние контактного электрического сопротивления.

Установлено, что с увеличением содержания азота в процессе синтеза наблюдается рост удельного сопротивления плёнок при комнатной температуре: от 600 Ом/□ (5% N_2) до $2.6\cdot10^4$ Ом/□ (20% N_2). Все исследованные образцы демонстрируют отрицательный ТКС ($d\rho/dT<0$). Наибольшее относительное изменение сопротивления при охлаждении от 300 К до 80 К (12000%) зафиксировано для образца с 20% азота. Образцы с малым содержанием азота $(5-10)$% сохраняют относительно хорошую проводимость вплоть до гелиевых температур (~ 4 К) и проявляют слабую зависимость электрического сопротивления от магнитного поля (изменение продольного сопротивления в магнитном поле 4 Тл не превышает 0.5%), что делает их перспективными для создания криогенных термометров нечувствительных к магнитному полю.

В образце с 5 % азота проведённые измерения эффекта Холла позволили установить дырочный тип проводимости, оценить концентрацию носителей заряда ($n_s\sim(10^{16}-10^{17})$ см$^{-2}$) и их холловскую подвижность ($\mu_H\sim 0.1$ см^2/(В · с)) при температурах 5К, 60К и 210 К. Перехода в сверхпроводящее состояние, характерного для стехиометрического NbN, в исследованных плёнках не обнаружено, вплоть до температуры 0.5 К, при которой проведены измерения, что может быть связано с отсутствием подогрева подложки при синтезе [2].

Таким образом, варьирование концентрации азота позволяет получать плёнки NbN_x с плавной температурной зависимостью электрического сопротивления, отсутствием сверхпроводящего перехода, малым магнетосопротивлением и высоким ТКС: для образца с 5% N_2 значение ТКС составляет $\sim(0.1-0.3)\ \%/K$, а при 20% N_2 $\sim(1-10)\ \%/K$, в интервале температур $(4-300)$ К. Таким образом, исследованные плёнки нестехиометрического NbN_x могут быть пригодны для создания криогенных датчиков температуры, нечувствительных к магнитному полю.

*[1] G. Heinet et al., Cryogenics, **38**, 377 (1998).*
*[2] Б.А. Гурович и др., ЖТФ, **95**(10), 1924 (2025).*

Определение концентрации метана с помощью перестраиваемого квантово-каскадного лазера среднего инфракрасного диапазона

Михайлов Д.А.[1], Дюделев В.В.[1], Чистяков Д.В.[1], Черотченко Е.Д.[1], Врубель И.И.[1], Лосев С.Н.[1], Мыльников В.Ю.[1], Дерягин Н.Г.[1], Дерягин А.Г.[1], Абдулразак С.Х.[1], Бабичев А.В.[1], Лютецкий А.В.[1], Слипченко С.О.[1], Пихтин Н.А.[1], Гладышев А.Г.[2], Подгаецкий К.А.[3], Андреев А.Ю.[3], Яроцкая И.В.[3], Ладугин М.А.[3], Мармалюк А.А.[3], Папылев Д.С.[4], Новиков И.И.[2,4], Когновицкая Е.А.[1,5], Кучинский В.И.[1], Карачинский Л.Я.[2,4], Егоров А.Ю.[2], Соколовский Г.С.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26*
[2]*ООО "Коннектор Оптикс", 194292, Санкт-Петербург, Домостроительная ул., 16*
[3]*"НИИ "Полюс" им. М.Ф. Стельмаха", 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1*
[4]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49*
[5]*"ВНИИМ им. Д.И.Менделеева", 190005, Россия, Санкт-Петербург, Московский пр., 19.*

Развитие методов газового анализа в среднем ИК диапазоне в настоящее время во многом связано с совершенствованием квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [1]. В настоящей работе на основе дифференциальной абсорбционной спектроскопии с помощью перестраиваемого в диапазоне 7550−7750 nm ККЛ с внешним резонатором в схеме Литтрова проведены эксперименты по определению концентрации метана в воздухе. Дифференциальная абсорбционная спектроскопия основана на измерении пропускания на двух длинах волн: λ_{abs} (с максимальным поглощением) и λ_{trans} (в области прозрачности) исследуемого вещества. Спектры излучения ККЛ с шагом перестройки 5.5 nm через кювету с атмосферным воздухом и с метаном показаны на рис. 1, а, сверху и снизу соответственно. Справа показаны спектры пропускания на выбранных для дальнейших экспериментов соседних линий поглощения λ_{abs} и пропускания λ_{trans}.

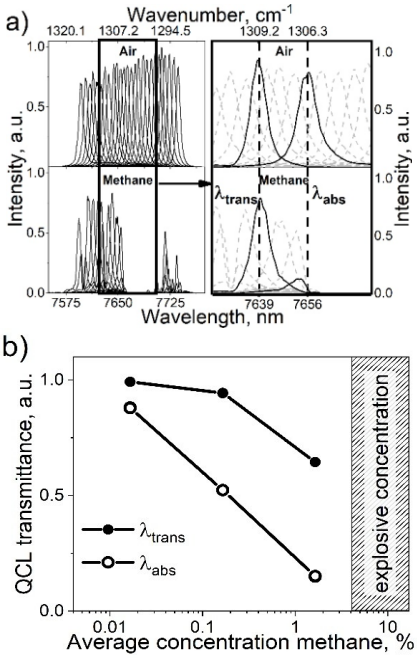


Рис. 1. Спектры перестраиваемого одночастотного ККЛ с и без метана (а). Зависимость интенсивности излучения одночастотного ККЛ на линиях пропускания и поглощения метана от средней концентрации CH4 в оптической линии (b).

Наши экспериментальные исследования моделировали реальные условия. Экспериментальная установка представляла собой оптическую линию длиной ~5.8m с суммарным поворотом 270^0, имитирующим обход периметра помещения, с ККЛ, коллимирующей линзой, системой зеркал, газовой кюветой и измерителем мощности. В ходе эксперимента проводились измерения оптической мощности на λ_{abs} и λ_{trans} при различной концентрации метана в газовой кювете. Минимальная зарегистрированная средняя концентрация метана в оптической линии составила 165 ppm, что более чем в 250 раз ниже его минимальной взрывоопасной концентрации в воздухе и перспективно для практического использования [2].

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 21-72-30020-П

*[1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТП, **5(4)**, 797 (1971).*
*[2] Д.А. Михайлов и др., Письма в ЖТФ, **51(22)**, 66, (2025).*

Управление состояниями кубитов на основе наведенных квантовых точек в кремнии

Михайлов П.О.[1,2], Шорохов В.В. [1,2], Трифонов А.С.[1,2]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119234, г. Москва, Ленинские Горы, д. 1, стр. 2*
[2]*Российский Квантовый Центр, 143026, г. Москва, Инновационный центр Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1*

Кремниевые спиновые кубиты на основе наведенных квантовых точек (КТ) являются одной из наиболее перспективных платформ для масштабируемых квантовых вычислений [1,2].

В работе проведено численное моделирование управления состояниями КТ в трехмерных кремниевых структурах с управляющими электродами. Сигнал управления состоит из постоянного смещения, определяющего стационарную конфигурацию КТ, и СВЧ-сигнала, управляющего переходами между состояниями КТ. Для нахождения электростатического потенциала в объеме нанопровода методом конечных элементов решалось уравнение Пуассона, после чего в приближении эффективной массы решалось стационарное уравнение Шредингера для определения уровней энергии и волновых функций. Динамика переходов между состояниями КТ под действием электрических импульсов рассчитывалась путем численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера с разложением по стационарному базису. В расчетах рассматривались прямоугольная, гауссова, синусоидальная и пилообразная формы огибающей.

Для однозатворной структуры расчеты двухуровневой динамики демонстрируют привычный вид диаграмм осцилляций Раби, частота Раби-осцилляций линейно масштабируется с амплитудой импульса: для прямоугольной огибающей она составляет $\Omega = 20$ МГц при $V = 5\ \mu$В и $\Omega = 80$ МГц при $V = 20\ \mu$В. Переход к многоуровневой модели показывает, что прямоугольные импульсы обеспечивают примерно вдвое более высокую скорость переходов, чем гауссовы, но при этом усиливают нерезонансную утечку в высшие состояния из-за более широкого спектра сигнала. Тем самым форма огибающей задает компромисс между быстродействием и селективностью управления.

Во второй рассматриваемой геометрии к наводящему затвору добавлены два туннельных барьера, что позволяет реализовать многозатворное управление. Показано, что изменение относительной фазы между сигналами на наводящем и барьерных затворах от $\phi = 0°$ до $\phi = 180°$ позволяет перестраивать частоту Раби-осцилляций от 530 до 160 МГц при амплитуде обоих сигналов 40 μВ. Такой режим может использоваться как для увеличения скорости выполнения квантовых операций при $\phi = 0°$, так и для подавления перекрестных помех и частотной дифференциации кубитов в массиве при $\phi = 180°$.

Разработанный метод расчета был распространен на систему из двух наведенных КТ, что позволило описать особенности формирования квантовых состояний и процессов управления в двухкубитной системе. Помимо этого, было изучено влияние интерфейсных дефектов в виде локальных зарядовых неоднородностей на интерфейсе Si/SiO_2 на динамику состояний КТ.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. В работе использовалось оборудование Учебно-методического центра литографии и микроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова. Данная работа была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант №24-2-2-30-1).

*[1] Veldhorst M. et al., Nature nanotechnology, **9**, 12 (2014).*
*[2] Pauka S. J. et al., Nature Electronics, **4,** 1 (2021).*

SiGe гетероструктуры для «электронных» и «дырочных» кубитов

Новиков А.В.[1, 2], Шалеев М.В. [1], Юрасов Д.В.[1], Шмырин Д.А.[1], Ревин Л.С.[1], Демидов Е.В.[1], Панкратов А.Л.[1], Храпай В.С.[3], Тихонов Е.С.[3], Антонов А.В.[1], Дроздов М.Н.[1], Красильникова Л.В.[1], Ежевский А.А.[2], Ситников С.В.[4], Щеглов Д.В.[4], Красильник З.Ф.[1]

[1]ИФМ РАН, 603087, г. Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина д. 23
[3] ИФТТ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна д.2
[4]ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 6030090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, д. 13

За счет высокого потенциала для масштабирования, совместимости с Si интегральной технологией и развитых методов очистки от изотопов с ненулевым ядерным спином кубиты на основе Si и его гетероструктур с Ge в настоящее время рассматриваются в качестве одной из перспективных платформ для реализации практически полезного квантового компьютера. При этом за счет выбора дизайна этих структур возможно создание кубитов, основанных на манипуляции как ядерным спином примесного атома, так и спином электрона («электронный» кубит) или дырки («дырочный» кубит) [1]. В настоящей работе приведены результаты по росту SiGe гетероструктур для различных типов кубитов и характеризации созданных на Si/SiGe структурах «электронных» кубитов.

Известно [1], что из-за сильного сверхтонкого взаимодействия для электронов в Si и Ge для достижения больших времен фазовой когерентности спина для «электронных» кубитов необходимы структуры с низким содержанием изотопов с ненулевым ядерным спином (^{29}Si и ^{73}Ge изотопы). В работе методом МПЭ были получены эпитаксиальные Si/SiGe структуры с рекордно низким (до 10 атомов на миллион) суммарным содержанием этих изотопов [2]. Подвижность электронов в структурах превышала 10^5 см^2/(В*с), что указывает на их высокое кристаллическое качество. На структурах для реализации кубитов была сформирована система субмикронных управляющих электродов и микромагнит. При низких (≤ 300 мК) температурах продемонстрированы одноэлектронный транспорт через единичную квантовую точку (КТ), систему из двух связанных КТ, а также возможность регистрации изменения заселенности КТ с помощью расположенного рядом с ней одноэлектронного транзистора. Обсуждается возможность управления спином электрона в полученных структурах.

В гетеропаре Si/Ge для «дырочных» кубитов необходим рост SiGe гетероструктур с Ge напряженной квантовой ямой (КЯ) [3]. Главные преимущества данного типа кубитов – это управление ими только с помощью электрических сигналов за счет сильного спин-орбитального взаимодействия для дырок и возможность использования структур природного обогащения [3]. Для получения структур для «дырочных» кубитов в работе на Ge(001) и Si(001) подложках была отработана технология формирования методом МПЭ релаксированных SiGe буферов с высокой (~80%) долей Ge. Полученные буферы характеризуются относительно низкой (≤10^7 см$^{-2}$) плотностью прорастающих дефектов и малой (RMS< 1 нм) шероховатостью поверхности. На полученных буферах были выращены структуры с напряженной Ge КЯ и исследованы их транспортные свойства.

Работы по «электронным» кубитам на изотопнообогащенных Si/SiGe гетероструктурах выполнены при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках дорожной карты развития высокотехнологичной области «Квантовые вычисления» и реализации Договоров №868/1817-Д от 20.10.2025 г., № 868/1818-Д от 17.10.2025 г., № 868/1820-Д от 20.10.2025 г.

[1] P. Stano, D. Loss. https://arxiv.org/abs/2107.06485.
*[2] Д.В. Юрасов и др., Письма ЖТФ **50(10)**, 22 (2024).*
*[3] G. Scappucci et al., Nat. Rev. Mat **6**, 926 (2021).*

Реализация разработки производственно-ориентированного отечественного эпитаксиального и планарного оборудования для материалов A_3B_5

Алексеев А.Н., Алексеев В.А., Гердт А.Д., Карлин М.В., Новиков С.А., **Петров С.И.**, Старченко Г.О, Литвинов М.А.

АО «НТО», 194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д. 27

На российском рынке сегодня существует потребность в установках молекулярно-лучевой и МОС гидридной эпитаксии для получения гетероструктур на основе материалов А3В5 на подложках диаметром 100–150 мм. Применительно к молекулярно-лучевой эпитаксии необходимы установки для выращивания гетероструктур с увеличенным объемом источников и в ряде случаев с роботизированной загрузкой. Данные установки должны обеспечить стабильность ростовых параметров, которая критически важна для целого ряда перспективных приборов оптоэлектроники и микроэлектроники. Среди них можно выделить задачи по созданию мощных и малошумящих СВЧ транзисторов на основе GaAs и GaN и оптоэлектронных приборов, таких как вертикально-излучающие полупроводниковые лазеры (VCSEL), квантово-каскадные лазеры (QCL), однофотонные излучатели для квантовых компьютеров на основе гетероструктур с квантовыми точками. Также данное оборудование востребовано для получения инфракрасных фотоприемников на основе арсенидов и антимонидов третьей группы, а также соединений кадмий-ртуть-теллур (КРТ). Кроме того, для решения указанных задач необходима разработка установок МОС-гидридной эпитаксии гетероструктур на основе материалов А3В5, в том числе с групповой загрузкой пластин. Также существует необходимость разработки установок плазмохимического травления и осаждения, а также электронно-лучевого напыления и магнетронного распыления, близких функциональных аналогов зарубежного оборудования для реализации уже используемых технологических маршрутов для производства ЭКБ на ключевых российских предприятиях. В частности требуется разработка и производство критически важных ключевых узлов, таких как источники индуктивно-связанной и емкостной плазмы для установок плазмохимии, а также источников электронно-лучевого напыления для физического осаждения.

В докладе представлены результаты разработки универсальной платформы установок МЛЭ с увеличенной вместимостью источников и автоматизированной загрузкой образцов для выращивания гетероструктур на основе сложных полупроводников. Наиболее близким аналогом отвечающим данным требованиям является установка Riber 412, однако данная установка в серийном исполнении не обеспечивает возможность работы с подложками диаметром 150 мм. Такие установки востребованы для выращивания гетероструктур на основе GaAs и GaN на ряде российских и белорусских предприятий. Кроме того, в настоящее время данная платформа используется для разработки установок молекулярно-лучевой эпитаксии антимонидов третьей группы, включая разработку вентильного источника сурьмы и источника атомарного водорода, а также эпитаксии соединений на основе КРТ. Также в докладе представлены результаты разработки совместно с ведущими организациями отрасли установок МОГФЭ для выращивания гетероструктур на основе GaN и GaAs, функциональных аналогов установок Aixtron.

Кроме того, представлены результаты разработки оборудования для планарной обработки пластин, используемых на ключевых российских и белорусских предприятиях. В частности представлены результаты разработки серии установок плазмохимического травления и осаждения, функциональных аналогов зарубежных установок Corial. Данные установки позволяют обрабатывать образцы диаметром 100-150 мм с использованием цилиндрического источника индуктивно-связанной плазмы, а также емкостной плазмы с возможностью подачи ВЧ смещения на стол-электрод, либо на диск-душ. Также

представлены результаты разработки установок электронно-лучевого напыления и магнетронного распыления, функциональных аналогов зарубежных установок Evatec. Данные установки позволяют проводить напыление на групповые партии пластин диаметром 100-150 мм. Такие размеры подложек наиболее востребованы в отечественной СВЧ-микроэлектронике, оптоэлектронике и радиофотонике на основе материалов А3В5 в ближайшей перспективе. При этом предусмотрена возможность увеличения диаметра обрабатываемых пластин до 200 мм. Важно отметить, что на многих предприятиях радиоэлектронной промышленности в разработанных технологических маршрутах, обеспечивающих выпуск электронной компонентной базы, используются установки импортного производства. Для максимально быстрого переноса технологических маршрутов на новые технологические линейки, построенные на оборудовании отечественного производства необходима разработка и дальнейшее серийное производство именного близких функциональных аналогов импортного оборудования. Кроме того необходимо отметить, что в рамках разработки данных установок должны быть разработаны и испытаны ключевые функциональные узлы такие как источники плазмы, источники электронно-лучевого напыления, включая источники питания и управления, источники магнетронного напыления со сканированием мишени и ряд других. Рассматриваются вопросы проектирования и технологичности изготовления ключевых функциональных узлов оборудования. Данные разработки обеспечат российских и белорусских разработчиков и производителей полупроводниковых приборов средствами производства мирового уровня. Продемонстрированы результаты использования серийно выпускаемого отечественного оборудования в производственных циклах отечественных предприятий производителей ЭКБ.

Графеновые частицы, синтезированные из терморасширенного графита, для гибкой печатной электроники

Петякин Н.В.[1], Иванов А.И.[1], Антонова И.В.[1]

[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН*

Быстрое развитие гибкой и печатной электроники требует использования материалов, которые сочетают в себе высокие электрические характеристики, механическую прочность и совместимость с технологиями промышленного производства. Графен являются перспективным кандидатом благодаря исключительной подвижности носителей заряда и гибкости; однако масштабируемое производство неокисленного графена с контролируемой морфологией остается практической проблемой. Применение катодных методов расщепления позволяет сохранять целостность sp^2 решетки. Суспензии на основе графена и его производных совместимы с технологией струйной 2D печати и могут применятся для производства гибких электронных устройств, таких как различные сенсоры и носимые электронные устройства.

В данной работе впервые графен был получен из низкоплотного термически расширенного графита (ТРГ) с помощью двухэтапного процесса, сочетающего электрохимическое катодное расслоение без окисления и высокоскоростное диспергирование. Такой подход позволил получить не только высокий выход малослойных (по данным атомно-силовой микроскопии до 15% частиц имеет толщину менее 4 монослоев) частиц графена, но и сократить общее время обработки. Полученные суспензии с тонкими частицами были использованы для процесса фторирования путем обработки в растворе плавиковой кислоты, что привело не только к дополнительному расслоению и уменьшению толщины частиц (доля монослойных частиц до 40% (рис.1а)), но и к возможности формирования диэлектрических пленок толщиной ~6 нм с токами утечки ~30 нА или пленок с графеновыми точками во фторированной матрице, демонстрирующих резистивные переключения. Напечатанные пленки из малослойного графена и его композита с проводящим полимером PEDOT:PSS были использованы для анализа выдыхаемого воздуха (рис.1б). Была обнаружена высокая чувствительность таких устройств (увеличение тока в 2–5 раз для графена и до $5 \cdot 10^2$ раз для композитного сенсора).

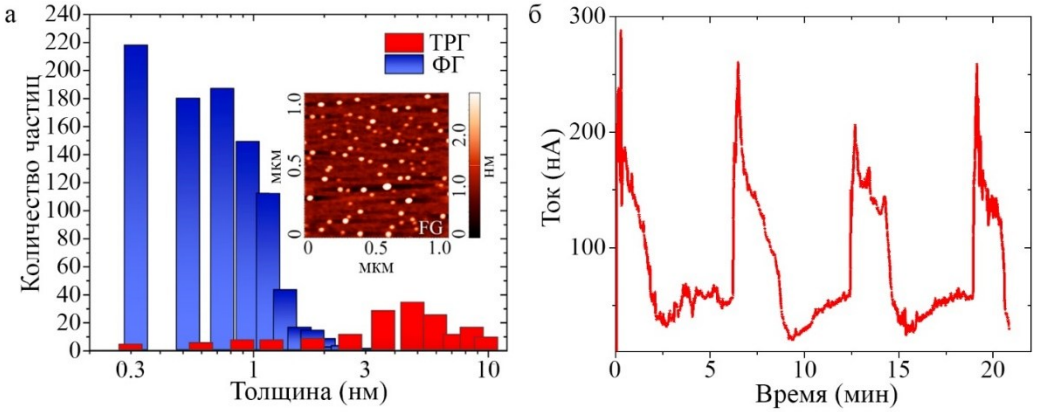


Рис. 3. (а) Сравнение распределения толщин частиц фторированного графена (ФГ) с толщинами исходных частиц. (б) Отклик сенсора на основе графена на дыхание человека.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

Оптоэлектронный трансивер для импульсной терагерцовой спектроскопии

Пономарев Д.С.[1], Галиев Р.Р.[1], Гарабов Д.В.[1], Павлов А.Ю.[1], Хабибуллин Р.А.[1], Борисов Ю.И.[2], Зайцев К.И.[2], Лаврухин Д.В.[1,2]

[1]*ОСВЧПЭ НИЦ «Курчатовский институт», 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5*
[2]*ИОФ РАН, 119991 ГСП-1, Москва, ул. Вавилова, д. 38*

Активное практическое освоение терагерцового (ТГц) диапазона электромагнитных волн началось с создания спектрометров с регистрацией формы ТГц импульсов на основе оптоэлектронных источников и детекторов импульсного излучения [1]. К сожалению, во многих случаях проводить анализ фазовых и амплитудных характеристик ТГц излучения после взаимодействия с объектом исследования возможно только в геометрии на отражение, поскольку либо тестируемый объект доступен только с одной стороны, либо подложка под интересующими слоями не проницаема для излучения. К настоящему моменту большинство коммерчески доступных импульсных ТГц систем используют источник и детектор в виде отдельных элементов, что существенно усложняет измерения в геометрии на отражение. Наиболее предпочтительной является схема с нормальным падением излучения на объект, но в таком случае, чтобы направить отраженное от объекта исследования ТГц излучение в приемник нужно использовать делитель пучка. Параметры делителя являются частотно-зависимыми, кроме того из-за него теряется не менее 75% мощности ТГц источника, а значит, уменьшается отношение сигнал/шум для спектрометра и сужается спектральная полоса. Кардинальным решением проблемы потери ТГц мощности является исключение делителя ТГц пучка из оптической схемы за счет интеграции оптоэлектронных источника и детектора ТГц импульсов на одном полупроводниковом чипе.

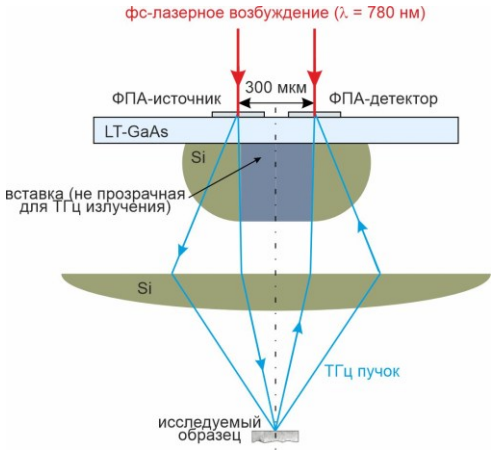


Рис. 1. Концепция оптоэлектронного приемо-передающего модуля (трансивера) на основе ФПА-источника/детектора на одном полупроводниковом чипе LT-GaAs

В работе предложен миниатюрный приемо-передающий оптоэлектронный модуль (трансивер) на основе фотопроводящих антенн (ФПА) [2,3] (см. рис. 1). Проведена комплексная численная оптимизация параметров топологии электродов и состава элементов квазиоптической системы трансивера. Предложены специально спроектированные заземленные элементы для значительного (>75%) ослабления паразитной связи ФПА-источник/ФПА-детектор: $R_{12} = U_n/U_b$, где U_b – напряжение смещения, приложенное к электродам источника, а U_n – индуцированное полем ТГц волны напряжение на детекторе. Предложена эффективная квазиоптическая система с высоким коэффициентом передачи энергии η = 94% и малым диаметром пятна ТГц излучения на детекторе R_{RMS} = 37 мкм при оптимальном расстоянии между источником и детектором 300 мкм. В такой конфигурации диаметр пятна в плоскости объекта составляет ~1,6 мм, что уже достаточно даже для поточечного сканирования объектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» и гранта РНФ 25-29-00420.

*[1] D.S. Ponomarev et al., Phys. Usp., **67**, 3 (2024).*
*[2] N.V. Zenchenko et al., Appl. Phys. Lett., **124**(12), 121107 (2024).*
*[3] D.V. Lavrukhin et al., J. Inf. MM. THz. Wav., **46**, 66 (2025).*

Эффект продольного пространственного выжигания носителей заряда в мощных полупроводниковых лазерах InGaAsP/InP с длиной волны 1.55 мкм

А.Э. Ризаев[1], А.Е. Гришин[1], М.И. Кондратов[1], И.В. Шушканов[1], А.А. Подоскин[1], С.О. Слипченко[1], Н.А. Пихтин[1]

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Для улучшения выходных характеристик и эффективности работы полупроводниковых лазеров на основе InGaAsP/InP с длиной волны излучения 1.55 мкм, востребованных в телекоммуникационных и ЛИДАРных системах, необходимо исследовать механизмы, ответственные за насыщение мощности излучения при высоких токах накачки. Одним из механизмов, ограничивающих оптическую мощность, является эффект продольного пространственного выжигания носителей заряда (LSHB), который проявляется при сильной асимметрии коэффициентов отражения зеркал лазера и выражается в неравномерном распределении концентрации носителей заряда вдоль оси резонатора.

Для исследования эффекта LSHB были численно рассчитаны в двумерной модели лазерного диода электрооптические характеристики лазеров с различными коэффициентами отражения выходного зеркала R и высокоотражающей задней гранью. Двумерная модель учитывает дрейф-диффузионный транспорт носителей заряда поперек слоев гетероструктуры и неравномерное распределение фотонов и вдоль резонатора [1]. Продемонстрировано, что при малых коэффициентах отражения переднего зеркала (<1%) значительно ослабляется обратная связь, вследствие чего снижается концентрация фотонов в области заднего зеркала. Соответственно ниже уровень начальной концентрации, с которой начинается усиление потока фотонов в сторону выходного зеркала и общее количество фотонов в резонаторе уменьшается. В то же время снижение числа фотонов увеличивает концентрацию носителей заряда и, следовательно, модальное усиление и потери на свободных носителях. Отметим, что при малых коэффициентах отражениях уровень концентрации носителей заряда оказывается достаточно высок, чтобы усиление испытывало насыщение. Это приводит к критическому росту потерь на свободных носителях заряда, которые оказываются не скомпенсированы малым приростом модального усиления, вследствие чего снижается усиление потока фотонов, распространяющихся к переднему зеркалу, и наблюдается резкое снижение мощности излучения. Кроме того, увеличение концентрации носителей вблизи заднего зеркала увеличивает ток утечки в этой области, что дополнительно снижает эффективность лазера.

При переходе к более высоким коэффициентам отражения (>1%) обратная связь усиливается, соответственно в области заднего зеркала повышается концентрация фотонов и снижается концентрация носителей заряда. Однако несмотря на отсутствие насыщения усиления в данном случае мощность лазера не повышается, а снижается, вследствие ослабления модального усиления, зависящего от носителей заряда и определяющего скорость прироста концентрации фотонов при распространении по резонатору. Таким образом в рамках численного моделирования можно установить оптимальное значение коэффициента отражения выходного зеркала, при котором влияние эффекта LSHB минимально.

[1] С.О. Слипченко и др., Квантовая электроника, 52, 343 (2022)

Газовая чувствительность ультрадисперсного нанокристаллического $Fe_xGa_{2-x}O_3$ (x = 0.67; 1) со структурой β-Ga_2O_3

Сагитова А.С.[1,2], Волков С.Д.[1], Богданова А.П.[1,2], Кривецкий В.В.[1,2]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119234, г. Москва, ул. Ленинские Горы, д. 1, стр. 3*
[2]*НПК «Технологический центр», 124498, г. Зеленоград, г. Москва, пл. Шокина, д. 1, стр. 7*

Полупроводниковые металлоксидные газовые сенсоры могут быть использованы для решения практических задач, связанных с детектированием различных газов [1]. Материалы на основе нанокристаллического β-Ga_2O_3 представляют интерес для полупроводниковых газовых сенсоров с лучшими эксплуатационными показателями, поскольку β-Ga_2O_3 характеризуется низкой чувствительностью к влажности и стабильностью сенсорных характеристик [2]. Однако β-Ga_2O_3 проявляет чувствительность к газам только при высоких температурах из-за большого электрического сопротивления ввиду большой ширины запрещенной зоны – 4.9 эВ [2]. Одним из перспективных подходов, направленных на повышение электропроводности и снижение рабочей температуры газовых сенсоров на основе оксида галлия, является образование твердых растворов со структурой β-Ga_2O_3 [2].

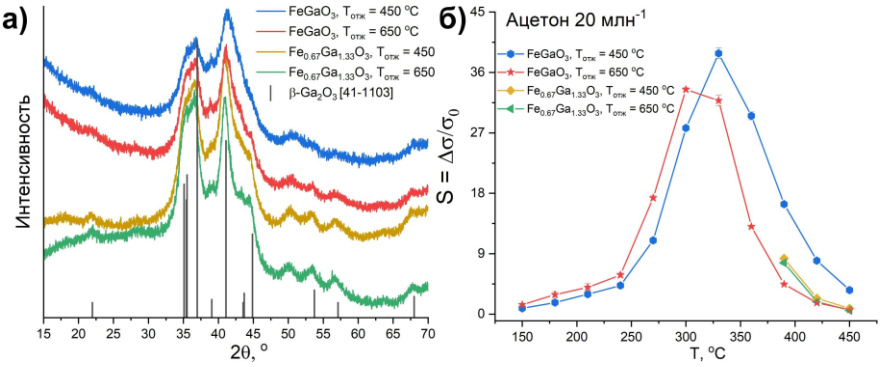


Рис. 1. а) Дифрактограммы полученных образцов в сравнении со штрих-диаграммой β-Ga_2O_3, б) зависимость сенсорного сигнала по отношению к 20 млн$^{-1}$ ацетона в сухом воздухе от температуры.

Методом распылительного пиролиза в пламени были синтезированы образцы ультрадисперсного нанокристаллического $Fe_xGa_{2-x}O_3$ (x = 0.67; 1). После синтеза порошки были отожжены в муфельной печи в атмосфере воздуха при 450 °C и 650 °C в течение 24 часов. Материалы были охарактеризованы методами рентгеновской дифракции (РД), низкотемпературной адсорбции азота с расчетами по модели БЭТ, просвечивающей электронной микроскопии с EDX-картированием, Рамановской спектроскопии и Мессбауэровской спектроскопии. Сенсоры были изготовлены вручную с использованием микронагревательных элементов, представляющих собой диэлектрическую пластину (α-Al_2O_3, 2x2 мм) толщиной 150 мкм с платиновыми нагревательным элементом и контактами для измерения сопротивления.

По данным РД, единственной кристаллической фазой в образцах является β-Ga_2O_3, при этом параметры кристаллической решетки увеличиваются с увеличением содержания железа (рис. 1а). Максимальное изменение наблюдается для параметра *a*. Соотношение атомов железа в октаэдрическом (70%) и тетраэдрическом (30%) окружении для образцов $Fe_xGa_{2-x}O_3$ (x = 0.67, 1) не зависит от x и температуры постсинтетического отжига образцов. Высокое значение квадрупольного расщепления свидетельствует об очень сильном искажении тетраэдрического полиэдра. Увеличение содержания железа в образцах приводит к уменьшению электрического сопротивления материалов при сохранении величины сенсорного отклика. Наибольшее значение сенсорного сигнала наблюдается при детектировании летучих органических соединений (рис. 1б).

[1] V. V. Krivetskiy et al., Russ. Chem. Rev., 82, 917 (2013).
[2] H. Zhai et al., Ceram. Int., 48, 24213 (2022).

Фоточувствительные структуры на длину волны более 1 мкм, выращенные на подложках Si

Самарцев И.В., Байдусь Н.В.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В настоящий момент стремительное развитие цифровых и информационных технологий обуславливает необходимость дальнейшего совершенствования электронной и оптоэлектронной компонентной базы, в частности, встраивания таких приборов в интегральные схемы, которые, в первую очередь, основаны на кремниевой технологии. По этой причине перспективным направлением развития оптоэлектроники являются исследования в области гибридных устройств, когда структура на основе полупроводников A^3B^5 выращивается на более экономичной кремниевой подложке, в частности разработка фоточувствительных структур телекоммуникационного диапазона длин волн (1,3 – 1,55 мкм), выращенных на неотклоненных подложках Si [1].

При росте материалов A^3B^5 на подложках Si происходит образование антифазных границ. Для снижения плотности таких дефектов стандартным подходом является формирование многослойной сверхрешетки, которую называют «дислокационным фильтром». Метод заключается в выращивании нескольких пар чередующихся напряженных, тонких слоев (около 10 нм). В настоящей работе изучена возможность снижения плотности антифазных границ за счет варьирования состава многослойной структуры. С этой целью была получена серия тестовых структур. На предварительно подготовленной «виртуальной» подложке Ge/Si выращивались слои A^3B^5 методом МОС-гидридной эпитаксии. Образцы отличались зародышевыми слоями $Al_xGa_{1-x}As$, где x имел значения 0; 0,3; 0,6; 1.

С целью исследования процессов роста A^3B^5 фоточувствительных структур на Si подложке на длины волн более 1 мкм была выращена фоточувствительная структура. Которая включала в себя «виртуальную» подложку Ge/Si, «дислокационный фильтр» AlAs (10 нм)/GaAs (50 нм) и слой GaAs (1000 нм), МБС $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ и *p-i-n*-структуру. Состав четверного раствора изменялся ступенчатым образом при изменении потоков In и As.

Проведены исследования морфологии поверхности методом АСМ (атомно-силовой микроскопии). Установлено, что Исследования поверхности методом АСМ показали, что наименьшую плотность АФГ в серии имеет структура с x=0,3.

В спектре фотолюминесценции полученной структуры при комнатной температуре наблюдались два пика. Длинноволновый пик (1,33 мкм) соответствует излучению фоточувствительной области $In_{0,43}Ga_{0,57}As$, а коротковолновый (1,05 мкм) — излучению буферного слоя $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$.

На основе полученной структуры были изготовлены лабораторные образцы фотодиодов. Исследования спектра фотоэдс показали, что максимум фоточувствительности расположен на длине волны 1,44 мкм при ширине спектра на полувысоте 0,49 мкм. Плотность темнового тока при напряжении обратного смещения минус 5 В для полученных диодов составила $2{,}5\times10^{-1}$ А/см^2.

Таким образом, в рамках настоящей работы продемонстрирована возможность создания фоточувствительных структур на длину волны более 1 мкм на неотклоненной подложке Ge/Si с помощью МБС $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$.

Работа выполнена при поддержке федеральной программы академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

[1] Norman J. C., Jung D., Wan Y., Bowers J. E. // APL photonics. – 2018. – V. 3, № 3. – P. 030901.

Квантоворазмерные гетероструктуры для модуляторов лазерного излучения с высоким коэффициентом экстинкции

С.О. Слипченко[1], И.С. Шашкин[1], А.А. Подоскин[1], И.В. Шушканов[1], А.Э. Ризаев[1], М.И. Кондратов[1], А.Е. Гришин[1], Н.А. Пихтин[1]

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

В центрах обработки данных сегодня требуются быстродействующие модуляторы-усилители оптических сигналов с высоким коэффициентом экстинкции, работающие в О-диапазоне длин волн. В усилителях на квантоворазмерных полупроводниковых гетероструктурах обеспечивается достаточно высокое малосигнальное усиление благодаря меньшей толщине активной области по сравнению с гетероструктурами на основе объёмной активной области. Быстродействие модулятора определяется его размерами. Для определения конструкции квантоворазмерной гетероструктуры, которая обеспечивала бы также и требуемую величину коэффициента экстинкции между выходными сигналами во включённом и выключенном состояниях при малой длине чипа-модулятора, в настоящей работе применяется численное моделирование [1]. Проведён поиск оптимальных параметров структуры модулятора, обеспечивающих требуемую величину коэффициента экстинкции, с помощью модели, включающей систему из трёх стационарных одномерных уравнений: уравнения для концентрации носителей заряда и двух уравнений для концентраций фотонов. В модели варьируются число квантовых ям, ширина активного элемента, длина чипа-модулятора и перекрытие оптической моды с квантовыми ямами активной области (Г-фактор). В расчётах толщина квантовой ямы фиксирована. Максимально достижимое малосигнальное усиление коррелирует с концентрацией фотонов в активной области, зависящей от Г-фактора и плотности тока накачки модулятора, которая растёт с уменьшением объёма активной среды (уменьшением числа квантовых ям, ширины активного элемента и длины чипа-модулятора). Однако и малосигнальное усиление, и коэффициент экстинкции имеют максимумы при отличающихся наборах параметров, а с учётом того, что требуется минимизировать длину чипа-модулятора, возникает необходимость многопараметрического исследования, которое возможно провести только в рамках численных расчётов. Коэффициент экстинкции быстро растёт с увеличением длины усилителя и числа квантовых ям в гетероструктуре, поскольку вместе с этими параметрами растёт поглощение в выключенном состоянии. Следует указать на связь Г-фактора с числом квантовых ям в активной области. Г-фактор тем больше, чем больше квантовых ям, при этом точное соотношение между Г-фактором и числом квантовых ям возможно установить путём моделирования профиля фундаментальной оптической моды в волноводе модулятора.

[1] J. Piprek, Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation, CRC Press, Boca Raton, FL : CRC Press, Taylor & Francis Group, (2017).

Многопереходные гетероструктуры тиристорного типа для быстродействующих токовых ключей и импульсных источников лазерного излучения

С.О. Слипченко[1], А.А. Подоскин[1], И.В. Шушканов[1], А.Э. Ризаев[1], М.И. Кондратов[1], А.Е. Гришин[1], Т.А. Багаев[2], М.А. Ладугин[2], А.А. Мармалюк[2], В.А. Симаков[2], Пихтин Н.А.[1]

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26
АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, д.3

В настоящее время активно развиваются приложения, в которых востребованы быстродействующие токовые ключи. К ним можно отнести лазерные ЛИДАРы и дальномеры для автономных транспортных средств. Основная задача токовых ключей определяется необходимостью сформировать импульсы тока длительностью порядка одной наносекунды и амплитудой десятки ампер для накачки полупроводниковых лазеров. Ключевое отличие от хорошо разработанных подходов, используемых в СВЧ электронике, и, основанных на различного типа транзисторов, связано с низкоомной нагрузкой контура и, как следствие низких рабочих напряжениях. В этом случае индуктивности становятся основным фактором, ограничивающим быстродействие. Для решения данной задачи развивается подход, в котором быстродействующий ключ реализован на низковольтной структуре тиристорного типа. Его преимущество определяется несколькими факторами: (1) из-за положительной обратной связи для включения тиристорной структуры не требуется использовать импульсы управления с высокими требованиями по быстродействию, (2) вертикальная конструкция электродов позволяет реализовать вертикальную интеграцию с лазерным кристаллом и обеспечить низкие паразитные индуктивности, (3) малые рабочие напряжения в комбинации с малой толщиной рабочих слоев позволяет реализовать высокую эффективность включения и работу на высоких частотах повторения. Однако в процессе поиска оптимальных параметров конструкции тиристорной гетероструктуры, эффективно работающей на пониженных напряжениях (до 100В) с требуемым быстродействием, возникает ряд вопросов, связанных с возможностью реализации высоких частот повторения и влияния пространственной неоднородности включения. С этой целью был проведен ряд численных экспериментов, направленных на изучение закономерностей динамики пространственной неоднородности тока и её влиянию на интегральную динамику тока. Показано, что эффективность пространственной локализации тока явным образом присутствует для широких контактных областей и может быть существенно снижена за счет уменьшения их латеральных размеров. При этом существенного вклада в динамические характеристики данный эффект не вносит, однако стоит отметить, что пространственная локализация может сказываться на надежности прибора за счет существенно более высоких локальных плотностей тока в так называемых токовых шнурах. На основе проведенных расчетов была предложена конструкция тиристорной гетероструктуры с асимметричной областью объемного заряда, основная часть которой локализуется в слаболегированном p-слое GaAs [1]. Были созданы экспериментальные образцы токовых ключей и исследованы их динамические характеристики, а также изготовлены сборки импульсных источников лазерного излучения [2]. Исследования оптических характеристик таких источников показало возможность генерации рекордных пиковых мощностей лазерных импульсов с длительностью ~100 пс и пиковой мощностью более 30 Вт.

*[1] С.О. Слипченко и др., ФТП **59**. С. 629-634 (2025)*
*[2] S.O.Slipchenko et al, Photonics **12**. P. 130 (2025)*

ИК фотоприемники на основе InAlSb/InSb гетероструктур

Суханов М.А., Бакаров А.К., Лошкарев И.Д., Пономарев С.А., Гуляев Д.В.

ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Инфракрасные (ИК) фотоприемники активно используются в различных сферах человеческой деятельности. Одним из широко применяемых материалов для создания фотоприемников среднего ИК диапазона является антимонид индия (InSb). Основным ограничением ИК фотоприемников на его основе, ввиду узкозонности (0.23 эВ при 77 К), является темновой ток, для подавления которого фотоприемные устройства охлаждают до криогенных температур, что увеличивает вес, размер и энергопотребление конечных устройств. Для понижения этих параметров, вместо традиционных pin фотодиодов, активно исследуются и уже применяются барьерные nBn – гетероструктуры, состоящие из: контактного (n), барьерного (B) и поглощающего слоев (n). Барьерным слоем является широкозонный полупроводник, подавляющий ток электронов со стороны контактного слоя и не блокирующий фототок. В данном типе гетероструктур, в отличии от pin-структур, подавлен ток генерации в области обеднения, что позволяет увеличить рабочую температуру фотоприемников без увеличения темнового тока. В литературе широко представлены барьерные гетероструктуры на основе InAs/GaSb, InAs/InGaAs, InAsSb/AlAsSb, HgCdTe [1]. Однако, практически отсутствуют работы, посвященные барьерным гетероструктурам на основе InSb.

Фотоприемные InAlSb/InSb nBn – гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на n^+ подложках InSb (001). Гетероструктуры состоят из: контактного слоя InSb n-типа, барьерного варизонного слоя $In_{1-x}Al_xSb$ и поглощающего слоя InSb n-типа. Доля алюминия в барьере увеличивается в процессе роста от поглощающего слоя и контактному. Варизонность барьерного слоя обусловлена необходимостью одновременно блокировать ток электронов со стороны контактного слоя и не препятствовать фототоку со стороны поглощающего слоя. В рамках исследования было выращено несколько гетероструктур с различными условиями роста барьерного слоя InAlSb, а также отдельно слои InAlSb на InSb.

Структурное совершенство эпитаксиальных гетероструктур было исследовано методами рентгеновской дифракции и атомно-силовой микроскопии. На основе кривых качания рентгеновской дифракции показано, что релаксация барьерного слоя InAlSb имеет анизотропный характер. На основе АСМ анализа поверхности установлено, что релаксация сопровождается образованием протяженных дефектов в виде глубоких ям. На поверхности гетероструктур также наблюдаются дефекты в виде холмов. Для определения оптимальных условий роста барьерного слоя InAlSb было проведено исследование реконструкционных переходов на поверхности InAlSb в In- и Sb-обогащенных условиях методом дифракции быстрых электронов на отражение. Установлено, что температура существования Sb-стабилизированной реконструкции a(1×3) поверхности InAlSb выше, чем у InSb. Более того, при релаксации слоя InAlSb в процессе роста в Sb-обогащенных условиях наблюдается реконструкционный переход c(4×4) → (1×3). На основе проведенных исследований были установлены оптимальные условия роста и состав фотоприемной InAlSb/InSb-гетероструктуры.

На основе выращенных гетероструктур были сформированы одиночные фотоприемники методами фотолитографии и травления с покрытием поверхности диэлектриками Al_2O_3 или Si_3N_4. Показано, что при использовании диэлектрика Si_3N_4 преобладает объемный канал темнового тока, поэтому он является оптимальным для пассивации поверхности. Установлены преобладающие механизмы темнового тока фотоприемников на основе InAlSb/InSb nBn-гетероструктур и их зависимость от приложенного смещения, измерен фотоотлик фотоприемников.

[1] Martyniuk P., Kopytko M., Rogalski A., Opto-electronics review, ***22,*** *127 (2014).*

Спектроскопия электролюминесценции в HgCdTe-структурах при латеральной токовой накачке

Уточкин В.В.[1], Паулкина Я.Н.[1], Румянцев В.В.[1], Фадеев М.А.[1], Разова А.А.[1], Мажукина К.А[1] Янцер А.А.[1], Шенгуров Д.В.[1], Краев С.А.[1], Михайлов Н.Н.[2], Дворецкий С.А.[2], Морозов С.В.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603087, г.о. Н. Новгород, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7*
[2]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, д.13*

Твёрдые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ хорошо известны как материал инфракрасной (ИК) и ТГц оптоэлектроники. На их основе создаются приборы ночного видения, тепловизоры и другие, аналогичные им, приемники электромагнитного излучения инфракрасного (ИК) диапазона. Относительно новым направлением исследований является использование тонких пленок и квантовых ям (КЯ) на основе КРТ с дираковским энергетическим спектром для создания излучателей от терагерцовых частот до коротковолновой части среднего ИК диапазона. Данная работа была сосредоточена на исследовании спонтанной эмиссии при межзонной рекомбинации неравновесных носителей заряда в HgCdTe-структурах в условиях латеральной токовой накачки при различных температурах.

Подобные источники излучения ИК-диапазона с латеральной токовой накачкой могут найти прикладное применение в первую очередь в бездисперсионной ИК-спектроскопии (NDIR) в окнах прозрачности атмосферы 3–5 и 8–13 мкм. Учитывая лидирующее положение HgCdTe как материала для приёмников в данных областях длин волн, представляется возможным создание интегрированной планарной оптопары для анализа газовых смесей. Примечательно, что в такой конструкции оптопары реализуется механизм резонансного детектирования — спектр эмиссии излучателя лежит вблизи энергии межзонного перехода в приёмнике, в области его максимальной чувствительности, при этом, поскольку детектирование происходит вблизи краёв зон, пороговая оже-рекомбинация не активируется и не снижает концентрацию носителей, участвующих в формировании сигнала фототока.

Все исследованные в работе гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs (013) подложке. На структуры наносились протяжённые многослойные металлические контакты: Ti (20 нм), Mo (30 нм) и Au (100 нм), к которым разваривались электроды. Расстояние между контактами (ширина межконтактной области) составляло сотни мкм. Образцы с нанесёнными контактами устанавливались на холодный палец гелиевого криостата замкнутого цикла с температурным диапазоном 8–300 К. В качестве источника возбуждения при спектроскопии ФЛ использовался непрерывный тулиевый лазер (1.91 мкм, 200 мВт), возбуждение осуществлялось со стороны выращенной HgCdTe-структуры в межконтактную область. В экспериментах по исследованию ЭЛ к образцам в латеральной геометрии прикладывалось напряжение от 0 до 200 В импульсами длительностью 800 нс и частотой повторения 111 Гц. В цепь с исследуемым образцом последовательно включался токоограничивающий резистор номиналом 7.5 Ом. Спектры ФЛ и ЭЛ измерялись методами фурье-спектроскопии в одинаковой геометрии, в которой излучение собиралось с торца образца, при этом фокус оптической системы сбора излучения выставлялся на межконтактный промежуток.

В структурах наблюдались спектры ФЛ и ЭЛ вплоть до комнатной температуры, притом интегральное гашение ЭЛ не превышало одного порядка при переходе от 10К к комнатной температуре. В работе исследуются ВАХ структур, и анализируется основной канал генерации неравновесных носителей заряда.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-72-00160, https://rscf.ru/project/25-72-00160.

Ge/Si PIN фотодиоды на основе гетероструктур, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

М.С. Аксенов, А.С. Дерябин, А.В. Колесников, И.Д. Лошкарев, А. И. Никифоров, Л.В. Соколов, И.Б. Чистохин, **К.Б. Фрицлер**

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

В настоящее время в связи с экспоненциальным ростом объёмов передаваемых данных особую актуальность приобрело развитие телекоммуникационных линий связи и средств оптической обработки информации на основе кремниевых фотонных интегральных схем (ФИС), в которых требуются эффективные фотодетекторы телекоммуникационного диапазона 1,31–1,55 мкм. Германиевые фотодетекторы на кремнии, обладающие необходимым коэффициентом поглощения на указанных длинах волн, представляют собой перспективное решение данной задачи, особенно в волноводном исполнении [1]. Эпитаксиальные гетероструктуры Ge/Si полностью совместимы с КМОП-технологией, что открывает возможности их интеграции в кремниевые ФИС.

Ge/Si PIN структуры были сформированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) германия на Si (001) подложках. Для получения Ge с пониженной плотностью пронизывающих дислокаций использована двухстадийная технология МЛЭ, включающая постростовую термическую обработку [2]. С использованием селективного травления, атомно -силовой микроскопии и рентгеновской дифрактометрии проанализировано структурное качество и напряженное состояние полученных эпитаксиальных слоев. Величина плотности пронизывающих дислокаций снижена до $2 \cdot 10^7$ см$^{-2}$, остаточная растягивающая деформация эпитаксиального слоя Ge после отжига составила +0,11%.

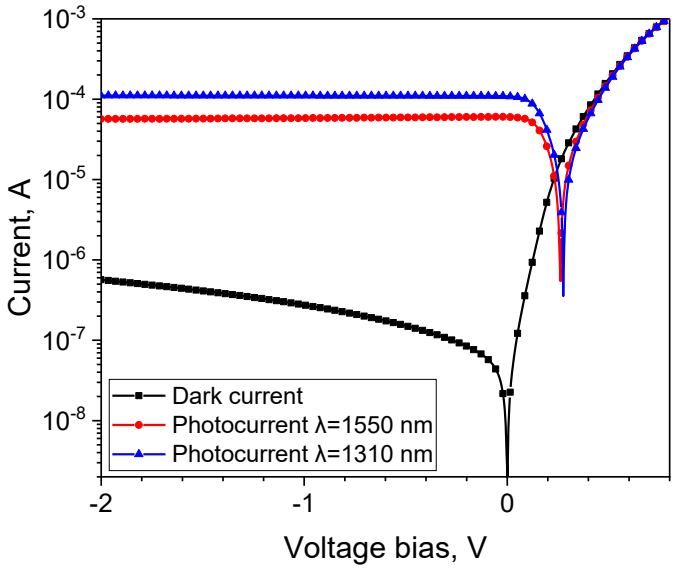


Рис. 1. ВАХ Ge/Si фотодиода в темноте и при освещении лазером при нормальном падении света на поверхность Ge слоя с длиной волны 1310 нм и 1550 нм

На основе структур n^+-Ge /i-Ge толщиной 1500 нм, выращенных методом МЛЭ на высоколегированных подложках p^+-Si (001), были изготовлены меза-структуры PIN фотодиодов круглой формы с диаметром 25, 50, 75 мкм и окном для подачи светового излучения, исследованы их электрофизические и фотоэлектрические параметры при нормальном падении света на поверхность Ge слоя (Рис.1). Чувствительность фотодетекторов при обратном напряжении -1 В составляет 0,5 А/Вт на длине волны 1310 нм и 0,27 А/Вт на длине волны 1550 нм. Плотность темнового тока составила $1\text{-}2\times10^{-2}$ А/см^2. Эти результаты перспективны для развития технологии создания эффективных фотонных интегральных схем на кремнии.

[1] G.Chen, et al., Laser & Photonics Reviews, ***16,*** *22001172022. (2022)*
[2] А. Никифоров и др., Автометрия, ***60****, № 4, 14 (2024)*

Непрерывные квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона

Хабибуллин Р.А.[1,2]

[1]МФТИ, Физтех, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9.
[2]ОСВЧПЭ имени В.Г. Мокерова, НИЦ «Курчатовский институт», 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5

В 2015 г. по инициативе академика Ж.И. Алферова были начаты работы по созданию отечественных квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона (ТГц ККЛ). За минувшие 10 лет было не только сокращено отставание от зарубежных коллективов, но и получен ряд принципиально новых результатов по направлению ТГц ККЛ. На сегодняшний день образовалась большая кооперация ведущих институтов академии наук, вузов и других научных учреждений, которые активно проводят разработки и исследования в области ТГц ККЛ. Особое внимание уделено последним результатам по созданию ТГц ККЛ, работающих в непрерывном режиме, что открывает широкие возможности по практическому использованию лазеров данного типа.

В обзорном докладе будет рассказано о наиболее ярких результатах по тематике ТГц ККЛ, которые были получены в последние годы. Будут затронуты вопросы возможности достижения работы ТГц ККЛ при комнатной температуре за счет минимизации потерь [1]. Будут представлены результаты по разработке оригинальных двухфотонных зонных дизайнов для непрерывной генерации ТГц ККЛ в разных частотных диапазонах [2], а также предложены зонные дизайны для генерации на ранее не освоенных частотах более 6 ТГц [3,4] и на частотах менее 1 ТГц [5]. В докладе также будет затронут вопрос синхронизации мод в ТГц ККЛ [6] и СВЧ-модуляции на частотах обхода света лазерного резонатора.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 25-49-10010, https://rscf.ru/project/25-49-10010.

[1] D.V. Ushakov et al. J. Opt. Soc. Am. B, 41 (5), 1243 (2024). DOI: 10.1364/josab.515180.
[2] R.A. Khabibullin et al. J. Appl. Phys., 136 (19), 194504 (2024). DOI: 10.1063/5.0230491.
[3] D.V. Ushakov et al. J. Appl. Phys., 135 (13), 133108 (2024). DOI: 10.1063/5.0198236.
[4] D.V. Ushakov et al. Phys. Status Solidi RRL, 18 (5), 2300392 (2024). DOI: 10.1002/pssr.202300392.
[5] O.Y. Volkov et al. Appl. Phys. Lett., 121 (26), 263504 (2022). DOI: 10.1063/5.0135562.
[6] R. Arkhipov et al. Appl. Phys. B, 130 (10), 184 (2024). DOI: 10.1007/s00340-024-08317-7.

Характеризация теплового рассеяния в ККЛ с помощью эффективной константы температуропроводности

Е.Д. Черотченко[1], И.И. Врубель[1], В.В. Дюделев[1], А.Д. Андреев[1], Д.В. Чистяков[1], В.В. Подопригора[1],А.А. Никитин[1], Д.А. Михайлов[1], В.Ю. Мыльников[1], С.Н. Лосев[1], Н.Н. Дерягин[1], С.Х. Абдулразак[1], А.В. Бабичев[1],А.В. Лютецкий[1], С.О. Слипченко[1], Н.А. Пихтин[1], А.Г. Гладышев[2], К.А. Подгаецкий[3], А.Ю. Андреев[3], И.В. Яроцкая[3], М.А. Ладугин[3], А.А. Мармалюк[3], Д.С. Папылев[2], И.И. Новиков[2,4], Е.А. Когновицкая[1,5], В.И. Кучинский[1], Л.Я. Карачинский[2,4], А.Ю. Егоров[2], Г.С. Соколовский[1]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2] *ООО «Коннектор Оптикс». 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16, лит. Б*
[3] *АО НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, 117342, Москва, ул. Введенского,.3 к.1*
[4] *Университет ИТМО, 97101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, 49, лит. А*
[5] *ФГУП "ВНИИМ им. Д.И.Менделеева", 190005, Россия, Санкт-Петербург Московский пр., 19*

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) являются эффективными источниками когерентного излучения в среднем инфракрасном спектральном диапазоне и широко используются в спектроскопии, метрологии и газоанализе. В то же время в ККЛ большая часть вводимой электрической мощности рассеивается в виде тепла, а не преобразуется в излучение. В результате, перегрев активной области критически влияет на основные характеристики лазера, включая выходную мощность, спектральную стабильность и надежность устройства. Хотя стационарное тепловое сопротивление обычно используется для сравнения различных конструкций ККЛ, этот параметр не описывает переходные процессы теплопередачи, которые управляют работой лазера в импульсном и квазинепрерывном режимах. Поэтому для более точной оценки тепловых характеристик и для дальнейшей оптимизации устройств ККЛ необходим анализ тепловыделения с временным разрешением.

В работе проводилось исследование ККЛ среднего инфракрасного диапазона, изготовленных из идентичных гетероструктур AlInAs/InGaAs, отличавшихся только металлизацией гребня в постросте. Были исследованы устройства с тонкими напылёнными золотыми контактами (~0,3 мкм) и с толстыми гальванически осаждёнными золотыми контактами (5–6,5 мкм). Все лазеры монтировались эпитаксиальной стороной вниз на медные теплоотводы. Рассеяние тепла анализировалось в рамках формализма функции Грина с использованием эффективной константы температуропроводности.[1] Из-за сильно анизотропной геометрии лазерного чипа теплоперенос демонстрирует последовательность размерностных режимов, изменяющихся во времени: на начальной стадии импульса накачки тепло остаётся локализованным в активной области (0D). С увеличением времени процесс диффузии сначала определяется одномерным тепловым потоком, направленным перпендикулярно слоям гетероструктуры (1D), а затем — двумерным цилиндрическим режимом распространения, доминирующим в микросекундном диапазоне (2D). Для последних двух режимов получены аналитические выражения, описывающие временную эволюцию перегрева, дающие соответственно корневую и логарифмическую зависимости от времени. Аналитические результаты полностью согласуются с экспериментом. Аппроксимация аналитической модели экспериментальными данными даёт эффективную температуропроводность порядка 0,13 см²/с для ККЛ с тонкой золотой металлизацией. В то же время устройства с толстыми гальванически осаждёнными золотыми контактами демонстрируют повышенные значения температуропроводности — до 0,26 см²/с для соответствующего режима рассеяния, что свидетельствует о существенно более эффективном отводе тепла. Работа выполнена в рамках гранта РНФ № 21-72-30020-П.

[1] I. I. Vrubel et al., "Characterization of heat dissipation in quantum cascade lasers: experiment, analytics, and applications," in IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology, doi: 10.1109/TCPMT.2026.3667845

К вопросу о выборе оптимальной конструкции полупроводникового лазера для работы в режиме модуляции усиления

И.В. Шушканов[1], А.Э. Ризаев[1], А.Е. Гришин[1], М.И. Кондратов[1], А.А. Подоскин[1], С.О. Слипченко[1], Н.А. Пихтин[1]

[1]*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*

Увеличение мощности одиночных субнаносекундных оптических импульсов лазерных диодов, излучающих в ближнем инфракрасном диапазоне, является приоритетной задачей для современных дальномерных и ЛИДАРных систем, а также флуоресцентных методик исследования в биомедицине. Одним из способов повышения уровня сигнала является поиск оптимальных параметров кристалла (длины резонатора, коэффициента отражения выходного зеркала) и тока накачки полупроводникового лазера, работающего в режиме модуляции усиления (gain-switch) при различной амплитуде импульса тока. В этом режиме короткий импульс максимальной мощности обеспечивается на первом пике оптического сигнала и необходимо подавлять последующие релаксационные осцилляции для получения чистого одиночного оптического импульса путем варьирования параметров кристалла и амплитуды тока накачки.

Анализ динамики излучения лазерных диодов проводился посредством численного моделирования одномерных скоростных уравнений, учитывающих неравномерное распределение концентраций фотонов и носителей заряда вдоль оси резонатора. По полученным результатам установлено, что в зависимости от выбранного критерия определения одиночного импульса значительно различаются оптимальные параметры кристалла и обеспечивающий генерацию в одиночном режиме ток накачки, а также форма сигнала. Одним из критериев генерации одиночного сигнала служит зависимость длительности импульса от тока накачки – по мере увеличения тока накачки мощность одиночного оптического импульса возрастает, а его длительность сокращается. Образование второго пика начинается с появления «хвоста» на заднем фронте сигнала, что приводит к росту длительности импульса. Таким образом на токе накачки, обеспечивающим минимальную длительность импульса, достигается максимальная мощность одиночного сигнала [1]. При этом длительность импульса определяется по основанию оптического сигнала. Оптимальные параметры кристалла для данного критерия лежат в диапазоне низких коэффициентов отражения переднего зеркала (<1%) и двух областей длины резонатора 4 – 4.5 мм и 6.5 – 7.5 мм, где достигается мощность излучения близкая к 43 Вт. Отметим, что с увеличением длины резонатора повышается максимальный ток накачки для генерации в режиме одиночного импульса.

Другим критерием определения одиночного сигнала является поддержание концентрации носителей заряда релаксационных осцилляций ниже уровня пороговой концентрации. В этом случае форма оптического сигнала имеет «хвост» на заднем фронте, но второй пик сигнала отсутствует и достигается большая пиковая мощность в 45.8 Вт. Оптимальный коэффициент отражения смещается в сторону бóльших значений (~4%), при этом наибольшая мощность обеспечивается также на длинных резонаторах 7.5 мм. Таким образом несколько областей значений параметров кристалла обеспечивают близкий уровень пиковой мощности одиночного импульса и выбор оптимальных параметров определяется поставленной задачей и соответствующими требованиями к амплитуде тока накачки и форме импульса.

[1] V.S. Golovin et al., Journal of Lightwave Technology, 40, 4321 (2022)

Секция 11

Топология в полупроводниках.
Топологические изоляторы,
бесщелевые материалы

Акустоэлектрический эффект в полуметаллах $MnZn_{1-x}Cr_xSb$

Аплеснин С.С.[1,2], Романова О.Б.[1] Удод Л.В[1] , Ситников М.Н.[1,2], Харьков А.М.[1,2], Никитинский О.С.[1,2], Черемных Н. А.[1,2], Римский Г.С.[3], Желудкевич А.Л.[3], Живулько А.М.[3]

[1] *ИФ СО РАН, 660036, г. Красноярск, Академгородок 50, стр. 38*

[2] *СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, г. Красноярск, пр. «Красноярский рабочий», д. 31*

[3] *ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению», 220072, г. Минск, Беларусь, ул. П. Бровки, 19*

Фундаментальная проблема связана с генерацией постоянного тока при использовании топологии электронного и фононного спектра в результате нелинейных процессов, таких как акустоэлектрический эффект. Акустогальванический эффект в полуметаллах Дирака и Вейля исследовался теоретически [1] и объясняется нелинейным механизмом генерации постоянного электрического тока путем прохождения акустических волн. В отличие от стандартного акустоэлектрического эффекта, который основан на деформационном потенциале, вызванном звуком, и соответствующем электрическом поле, акустогальванический эффект возникает из псевдоэлектромагнитных полей, которые не экранируются. В Вейлевских полуметаллах (WSM) с несколькими парами узлов Вейля акустоэлектрический ток генерируется независимо от каждой пары и независимо от направления волнового вектора ультразвука.

В полуметалле $MnZn_{1-X}Cr_XSb$ найден акустогальванический эффект при измерении электрического напряжения и тока, индуцируемого упругой волной, создаваемой пьезоэлементом, от интенсивности упругой волны (мощности пьезодатчика) и температуры в области 80К-500 К без поля и в магнитном поле. Для малых концентраций хрома ток и напряжение, индуцируемые ультразвуком, меняют знак в окрестности спин-ориентационного перехода. Ток и напряжение увеличиваются в магнитном поле в области топологического фазового перехода. Зависимость тока от мощности генератора ультразвука описывается квадратичной функцией. Выше температуры Кюри превалирует линейный вклад от деформационного потенциала решетки. Взаимодействие ультразвука с ближним магнитным порядком проявляется до 450 К и ток исчезает в магнитном поле при более низкой температуре.

Найдена зависимость тока и напряжения от концентрации замещения хрома. Постоянный акустогальванический ток на максимальной мощности ультразвука достигает 12 мкА на частоте 5 МГц в $MnZn_{0.9}Cr_{0.1}Sb$. Максимальное напряжение U=80 мкВ, индуцируемое ультразвуком, найдено в $MnZn_{0.8}Cr_{0.2}Sb$. Акустоэлектрический эффект объясняется в модели узлов Вейля, расположенных в окрестности Ферми поверхности. Механическая деформация WSM приводит к появлению аксиального калибровочного поля. Это поле взаимодействует с квазичастицами противоположной хиральности, как если бы они имели противоположные электрические заряды. Зависящие от времени и неоднородное аксиальное калибровочное поле допускает псевдоэлектромагнитные поля, которые взаимодействуют с электронами. Постоянный ток нелинейно зависит от интенсивности ультразвука.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 25-42-10003, https://rscf.ru/project/25-42-10003 и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований No. Т26РНФ-038.

[1] P. O. Sukhachov, et al. Phys. Rev. Lett. ***124****, 126602 (2020).*

Моделирование магнитных переходов в конечных многослойных структурах магнитного топологического изолятора $MnBi_2Te_4$

Баженов А.О.[1,2], Степина Н. П.[1], Шумилин А.В.[3], Ненашев А.В.[1], Ищенко Д.В.[1], Терещенко О.Е. [1,2]

[1]*Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск,*
[2]*Новосибирский государственный университет, Пирогова 2, 630090 Новосибирск*
[3]*Instituto de Ciencia Molecular, Universitat de València, 46980 Paterna, Spain*

Магнитные топологические изоляторы представляют собой класс материалов, в которых топологические свойства электронной структуры сочетаются с магнитным порядком. Это создает условия для реализации новых квантовых эффектов. Одним из наиболее изучаемых представителей данного класса является $MnBi_2Te_4$, который представляет собой ковалентно связанные семислойные структуры с последовательностью Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te, взаимодействующие между собой за счёт ван-дер-ваальсовых сил.

Для анализа магнитных переходов в тонких пленках $MnBi_2Te_4$ была построена численная модель для конечного числа слоев. Каждый слой в системе описывался магнитным моментом $\boldsymbol{m}_i = m_s\,(\sin\theta_i, 0, \cos\theta_i)$, где m_s- магнитный момент полностью упорядоченного слоя, θ_i – угол отклонения магнитного момента от оси роста. В рамках модели учитывались межслоевой антиферромагнитный обмен, одноосная анизотропия вдоль оси роста и зеемановский эффект.

Для произвольного числа слоев N был реализован алгоритм минимизации энергии по углам $\theta_i(B)$, позволяющий определять равновесные и метастабильные магнитные конфигурации. Равновесная конфигурация в каждом значении магнитного поля B соответствовала глобальному минимуму энергии. Для описания гистерезиса намагниченности использовалось последовательное отслеживание локальных минимумов при увеличении и уменьшении магнитного поля. В качестве начального приближения на каждом шаге использовались углы, найденные для предыдущего значения поля, с добавлением малого случайного возмущения, после чего выполнялась локальная минимизация энергии. Это позволило численно определить поле спин-флоп-перехода B_{sf}, поле насыщения B_{sat} и область существования гистерезиса.

Расчеты показали выраженный эффект четности числа слоев. Для четного числа слоев коллинеарное антиферромагнитное состояние А-типа в малых полях характеризуется нулевой суммарной намагниченностью M_z. В случае нечетного числа слоев возникает нескомпенсированный магнитный момент, что приводит к появлению гистерезиса в зависимости $M_z(B)$. При увеличении магнитного поля в обоих случаях происходит спин-флоп-переход в скошенное антиферромагнитное состояние, а при $B > B_{sat}$ магнитные моменты ориентируются вдоль поля. Показано также, что поле перехода в ферромагнитное состояние B_{sat} для конечного числа слоев монотонно возрастает с увеличением N, стремясь к пределу объемного кристалла ($N \to \infty$).

Полученные результаты сопоставлены с экспериментальными измерениями магнетосопротивления и эффекта Холла в пленках $MnBi_2Te_4$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Предложенная модель позволяет сопоставить рассчитанные фазовые диаграммы для пленок $MnBi_2Te_4$ с экспериментальными магнето-транспортными данными и использовать модель конечного числа слоев для определения характерных полей (поля спин-флоп перехода B_{sf}, поля насыщения B_{sat}), а также воспроизведения гистерезиса холловского сопротивления. Для анализа наблюдаемого гистерезиса магнетосопротивления предложена модель эффективной среды, учитывающая структурную неоднородность пленки.

Работа выполнена при поддержке РНФ №25-22-00830

Особенности поперечного магнитотранспорта в объемном *n*-HgTe с низкой электронной плотностью

Лончаков А.Т.[1], **Бобин С.Б.[1]**, Попов С.Д.[1], Пряничников С.В.[2], Якунин М.В.[1]

[1]*ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*
[2]*Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101*

Известно, что объемный теллурид ртути служит базовым материалом для многих актуальных низкоразмерных структур (сверхрешеток, квантовых ям, коллоидных квантовых точек). Однако его физические свойства, в особенности магнитотранспортные характеристики в области предельно низких концентраций электронов n_e, оставались малоизученными. В настоящей работе исследован поперечный магнитотранспорт в монокристалле *n*-HgTe с рекордно низкой для халькогенидов ртути n_e= $7.3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ при T = 0.3K, достигнутой благодаря многолетнему «пассивному отжигу». Образец был аттестован методами рентгеновской дифракции и магнитометрии, подтвердившими его фазовую однородность и отсутствие магнитных примесей. Поперечное магнитосопротивление (МС) и эффект Холла измерены в диапазоне температур от 0.3K до 170K в магнитном поле от –13 до +13Тл. В докладе представлены две группы результатов, полученных для разных интервалов температур:

1. В области «высоких» температур ≈ (40–170)K n_e возрастала с ростом T по закону $T^{\frac{3}{2}}$, характерному для собственной концентрации носителей в бесщелевом полупроводнике. При этом в диапазоне (80–170) K поперечное МС $\rho_{xx}(B)$ оказалось строго квадратичным по магнитному полю, а холловское сопротивление $\rho_{xy}(B)$ демонстрировало слабое отклонение от линейности. Подобное поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ соответствало режиму практически полной зарядовой компенсации в двухкомпонентной системе (собственные электроны и дырки), вполне ожидаемой для бесщелевого спектра в центре зоны Бриллюэна.

2. В области «низких» температур ≈ (0.3–20)K $n_e(T)$ заметно отклонялась от закона $T^{\frac{3}{2}}$. Более слабая степенная зависимость $n_e(T)$ сопровождалась сильным положительным $\rho_{xx}(B)$, достигающим величины ≈ $1.2\cdot10^5$ %, без тенденции к насыщению. Также неожиданным было резкое (в ≈ 4 раза) уменьшение $\rho_{xx}(B)$ в квантовом пределе при уменьшении T от 1.8K до 0.3K. Наиболее яркая особенность выявлена в квантовом пределе на зависимости $\rho_{xy}(B)$ при T = 0.3K– протяженный спад с явной тенденцией к смене знака в поле ≈ (16–17) Тл. При этом обнаружена высокая магнитная чувствительность холловского напряжения (≈ 25 $\frac{\text{мкВ}}{\text{мТл}}$ при управляющем токе 2мА) к изменению слабого (до 0.02Тл) магнитного поля, что открывает перспективы для применений *n*-HgTe в области магнитной сенсорики.

Для интерпретации перечисленных в группах 1 и 2 особенностей явлений переноса предложена адекватная зонная модель, предполагающая сосуществование в *n*-HgTe тривиальной бесщелевой фазы в центре зоны Бриллюэна и низкоэнергетической нетривиальной фазы полуметалла Вейля, теоретически предсказанной в [1] для материалов класса HgTe. В рамках этой модели сделаны оценки расстояния между узлами Вейля с противоположной киральностью, идентифицирован уникальный топологический эффект – аннигиляция узлов Вейля (появление магнитной туннельной щели) в *n*- HgTe в квантовом пределе при $T = 0.3$K, предложена оригинальная идея происхождения остаточной электронной концентрации в халькогенидах ртути.

Главный результат исследования состоит в выявлении характерных магнитотранспортных признаков наличия в *n*- HgTe с низкой электронной плотностью нетривиальной топологической фазы, что позволяет рассматривать его, наряду с HgSe [2], в качестве кандидата в семейство полуметаллов Вейля без центра пространственной инверсии.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 25-22-00592).

[1] J. Ruan et al., Nat. Commun. 7, 11136 (2016).
[2] A.T. Lonchakov et al., J. Phys.: Condens. Matter 31, 405706 (2019).

Методика получения и исследования топологических электронных свойств 1T’-фазы MoS_2

Борисов И.М.[1, 2], Галиуллин А.А.[1,2], Кунцевич А.Ю.[2]

[1]*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20*

[2]*ФИАН, 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53*

В работе [1] был предложен метод лазерного паттернирования поверхности кристалла 2H фазы MoS_2 для локального формирования областей 1T′-фазы в MoS_2 и продемонстрированы признаки квантового спинового эффекта Холла при комнатной температуре. Однако представленные результаты основаны преимущественно на локальных транспортных измерениях, тогда как детальные исследования нелокального транспорта и однозначная идентификация краевых состояний не были проведены. Более того, на сегодняшний день данный результат не был воспроизведен.

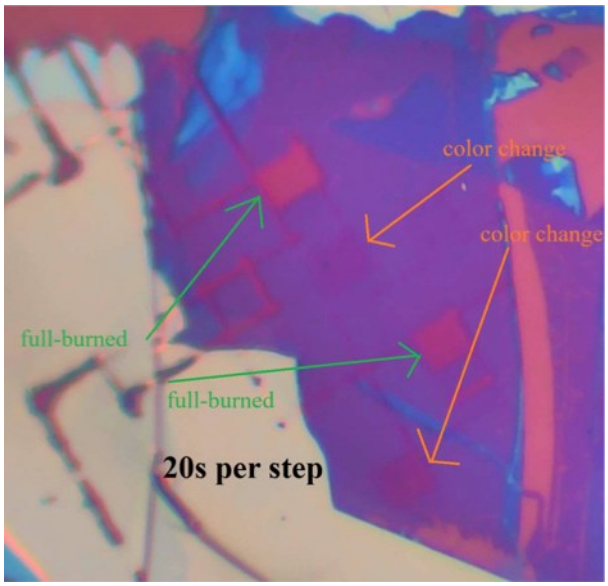


Рис. 1. Сравнение засвеченных областей (1T’) и 2H-областей MoS_2 *на* SiO_2 *в оптический микроскоп*

Целью настоящей работы является разработка и применение методики контролируемой лазерной модификации тонких слоёв MoS_2, позволяющей воспроизводимо формировать локальные области 1T′-фазы и исследовать их электронные свойства. Особое внимание уделяется поиску проявлений краевых состояний и оценке применимости данного подхода для создания локально управляемых топологических структур.

Была разработана и собрана экспериментальная установка на основе вакуумнированной оптической камеры-криостата, изготовленной с применением технологий 3D-печати. Конфокальная оптическая схема в сочетании с прецизионным моторизованным XYZ движением криостата с программным управлением позволяет осуществлять сканирование лазерным лучом по заданным шаблонам.

Первичным индикатором модификации служит изменение оптического контраста обработанных областей (Рис. 1). Для структурной верификации используются измерения комбинационного рассеяния света, позволяющие идентифицировать характерные моды 1T′-фазы, а также атомно-силовая микроскопия для контроля профиля поверхности.

После формирования металлических контактов с помощью фотолитографии реализуются локальные и нелокальные геометрии транспортных измерений. Изучаются температурные зависимости сопротивления, вольт-амперные характеристики, а также нелокальный отклик при варьировании напряжения на затворе. Проводимость значительно возрастает и сильно меняется её зависимость от напряжения на затворе в модифицированных областях по сравнению с исходной 2H-фазой, что указывает на существенное изменение электронных свойств материала. Тем не менее, наши исследования не подтвердили образование фазы двумерного топологического изолятора.

[1] Katsuragawa, N., Nishizawa, M., Nakamura, T. et al. Room-temperature quantum spin Hall phase in laser-patterned few-layer 1T'- MoS2. Commun Mater 1, 51 (2020).

Топологические поверхностные состояния для альтермагнетиков

Девятов Э.В.[1,2]

[1] *Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53*

[2]*Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, 142432, г. Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2,*

Значительный интерес привлекает исследование топологически нетривиальных систем — топологических изоляторов, вейлевских и дираковских топологических полуметаллов. Все эти классы материалов характеризуются наличием проводящих, топологически защищённых поверхностных состояний, которые, при этом, обладают сложной спиновой структурой в силу жёсткой связи спина и импульса (spin-momentum locking) [1]. С экспериментальной точки зрения, основной проблемой является выделение вклада таких поверхностных состояний.

В последние годы появился новый класс материалов — альтермагнетики, где концепция жёсткой связи спина и импульса была распространена на случай слабого спин-орбитального взаимодействия, другими словами на случай нерелятивистких групп магнитной симметрии [2]. В результате, в альтермагнетиках, при малой общей намагниченности, возникает спиновая поляризация, чередующаяся в k-пространстве. Например, альтермагнетик может состоять из двух спиновых подрешёток, при этом в обычном пространстве, поляризованная по спину вверх подрешётка может быть получена поворотом на угол $\pi/2$ поляризованной по спину вниз подрешётки, так что такой альтермагнетик характеризуется d-волновым параметром порядка.

В силу общего требования о наличии жёсткой связи спина и импульса, неудивительно, что некоторые альтермагнетики оказались топологическими полуметаллами, в частности, наличие топологических поверхностных состояний подтверждено в ARPES измерениях, например, для CrSb [3,4].

В данном докладе представлен набор экспериментов по изучению гетероструктур альтермагнетик-сверхпроводник и альтермагнетик-ферромагнетик, где в транспортных экспериментах получены свидетельства взаимодействия альтермагнитной спиновой поляризации в объёме материала и спин-поляризованных топологических поверхностных состояний.

Мы впервые экспериментально реализовали SN и SNS структуры на поверхности хорошо проводящего альтермагнетика CrSb, продемонстрировали перенос джозефсоновского тока поверхностными состояниями и показали влияние на критический ток альтермагнитной спиновой поляризации в объёме материала.

Для одиночного FN контакта продемонстрировано возбуждение током магнонных мод при инжекции спин-поляризованных электронов в альтермагнетик.

Взаимодействие альтермагнитной спиновой поляризации в объёме материала и спин-поляризованных топологических поверхностных состояний подтверждено в прямом транспортном эксперименте наблюдением смены знака холловской кривой при повороте линии потенциальных контактов относительно образца, а так же характерной формой петли аномального эффекта Холла для CrSb.

[1] N. P. Armitage, E. J. Mele, and Ashvin Vishwanath, Rev. Mod. Phys. 90, 15001 (2018)

[2] Libor Šmejkal, Jairo Sinova, and Tomas Jungwirth, Phys. Rev. X 12, 031042 (2022)

[3] Wenlong Lu, Shiyu Feng, Yuzhi Wang, Dong Chen, Zihan Lin, Xin Liang, Siyuan Liu, Wanxiang Feng, Kohei Yamagami, Junwei Liu, Claudia Felser, Quansheng Wu and Junzhang Ma, Nano Letters, Vol 25, N. 18, 7343 (2025)

[4] Cong Li, Mengli Hu, Zhilin Li, Balasubramanian Thiagarajan, Yang Wang, Wanyu Chen, Mats Leandersson, Craig Polley, Cosma Fulga, Maia G. Vergniory, Oleg Janson, Timur Kim, Oscar Tjernberg,

Аномальный перенос заряда при адсорбции щелочных металлов в топологических изоляторах на основе $MnBi_2Te_4$

Естюнин Д. А.[1,2], Макарова Т. П.[1], Бокай К. А.[1,2], Филянина М. В.[1], Голяшов В. А.[1,3], Фролов А. С.[2], Кох К. А.[1,4], Терещенко О. Е.[1,3], Шикин А. М[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700 Московская область, Россия*
[3]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск 630090, Россия*
[4]*Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск 630090, Россия*

Семейство соединений типа $MnBi_2Te_4$ и родственных гетероструктур $MnBi_4Te_7$ в последние годы привлекает значительный интерес как платформа для исследования взаимодействия топологии и магнетизма. Эти материалы представляют собой магнитные топологические изоляторы, в которых реализуется антиферромагнитное упорядочение в объёме, а также возможны различные топологические фазы, включая квантовый аномальный эффект Холла и аксионные состояния.

Для исследования и практического использования данных материалов необходимо иметь эффективные методы управления их электронной и магнитной структурой. Наиболее распространённый подход основан на химическом замещении (легирование Sb), однако он требует синтеза серии образцов и не позволяет осуществлять непрерывный контроль уровня легирования in situ. В связи с этим альтернативным методом может быть напыление щелочных металлов (K, Na, Cs) на поверхность с одновременным исследованием электронной структуры методом фотоэлектронной спектроскопии. В рамках простой модели предполагается, что адсорбированные щелочные металлы выступают донорными центрами и приводят к сдвигу химического потенциал в сторону зоны проводимости.

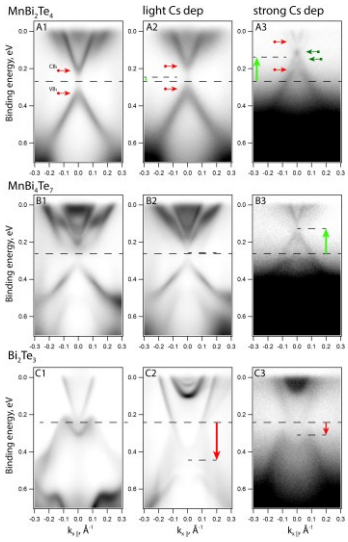


Рис. 1. ФЭСУР-спектры, демонстрирующие изменение электронной структуры $MnBi_2Te_4$, $MnBi_4Te_7$ и Bi_2Te_3 при адсорбции плёнок Cs различной толщины.

Однако, как показано в данной работе, поведение системы при напылении Cs существенно зависит от материала. Для Bi_2Te_3 наблюдается ожидаемое сильное n-легирование при малых покрытиях (рис. 1C2), тогда как при больших покрытиях сдвиг практически исчезает (рис. 1C3). В противоположность этому, для $MnBi_2Te_4$ (рис. 1A) и $MnBi_4Te_7$ (рис. 1B) реализуется p-легирование, при этом сдвиг монотонно увеличивается с ростом толщины плёнки на поверхности. Таким образом, механизм переноса заряда при напылении щелочных металлов в теллуридах висмута с марганцем качественно отличается от классической картины. Помимо этого, при адсорбции Cs на поверхность $MnBi_2Te_4$ и $MnBi_4Te_7$ при больших покрытиях их электронная структура существенно отличается от исходной чистой системы. В случае $MnBi_2Te_4$ (рис.1A1) внутри объёмной запрещённой зоны формируются дополнительные состояния. Напротив, для Bi_2Te_3 электронная структура остаётся качественно неизменной, за исключением значительного уширения состояний (рис.1C3).

В данном докладе будут представлены экспериментальные результаты, полученные при адсорбции Cs, а также K и Na на поверхность $MnBi_2Te_4$-подобных систем, и будут обсуждаются возможные причины их отличий при адсорбции щелочных металлов на поверхность Bi_2Te_3.

Работа выполнена при поддержке СПбГУ (грант № 125022702939-2).

Микроскопическая модель хиральных фермионов для спинового квантового эффекта Холла

Катков Д.С.[1], Парфенов М.В.[1], Бурмистров И.С.[1]

[1] *ИТФ им. Л.Д. Ландау, 142432, г. Черноголовка, ул. акад. Семенова, д. 1а*

Спиновый квантовый эффект Холла (sqHe) — топологическое квантовое явление, близкое к целочисленному квантовому эффекту Холла и реализуется в системах класса симметрии C. Он был предсказан почти 30 лет назад, однако до сих пор не имеет экспериментального подтверждения [1]. Одной из возможных платформ для его наблюдения являются повернутые на 45° друг относительно друга монослои $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$, где обнаружены признаки нарушения симметрии обращения времени [2].

Поскольку такие реальные двумерные системы слишком сложны для прямого численного анализа, в работе исследуется более контролируемая квантовая модель класса C, сохраняющая ключевые симметрии sqHe. В этой модели имеется набор хиральных линков (каналов), на каждом из которых имеется N фермионных состояний, а случайное туннелирование между соседними линками задается в наиболее общем виде, совместимом с симметриями класса C. Допускается также пространственно неоднородное зеемановское поле.

Усреднение по беспорядку приводит к нелинейной сигма-модели для матрицы Q и позволяет выразить продольную и холловскую спиновые проводимости через микроскопические параметры модели. В симметричном случае спиновая холловская проводимость равна $g_H=N$; при четном N эта точка соответствует переходу между топологически нетривиальными фазами спинового квантового эффекта Холла [3]. Полученное действие позволяет учитывать как медленно меняющееся, так и быстро осциллирующее зеемановское поле.

Анализ с помощью баллистической ренормализационной группы показывает, что в пределе сильной связи возникает эффективное туннелирование между неближайшими каналами, даже если его не было в изначальной модели. Поэтому вывод нелинейной сигма-модели и выражения для проводимостей обобщаются на случай дальнего туннелирования при сохранении возможной асимметрии между четными и нечетными линками.

При выводе нелинейной сигма-модели обнаруживается, что спин-триплетное туннелирование порождает дополнительные матричные поля. При сильном диагональном по линкам беспорядке они массивны; более того, показано, что истинно безмассовыми эти моды не становятся ни при каком соотношении параметров исходной микроскопической модели. Однако для общей матрицы туннелирования и амплитуд, сравнимых с диагональным беспорядком, они могут становиться параметрически мягкими. Это может заметно влиять на результаты численных исследований в системах конечного размера.

Полученные результаты показывают, что стандартные модели типа Чалкера-Коддингтона могут быть не самой удачной платформой для численного моделирования спинового квантового эффекта Холла. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00357. Статья по материалам работы отправлена в Phys Rev. B (arXiv 2604.10552).

[1] T. Senthil, J. B. Marston, M. P. A. Fisher, Phys. Rev. B ***60****, 4245 (1999).*

[2] S. Y. Frank Zhao et al., Science 382,1422-1427(2023).

[3] M. V. Parfenov, I. S. Burmistrov, Phys. Rev. B ***110****, 165431 (2024).*

Микроволновый отклик сетки топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины

Квон З.Д., Брагинский Л.А., Энтин М.В., Ярошевич А.С.

ИФП СО РАН им.А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13 отцентрировать

В данном докладе излагаются результаты исследования микроволнового отклика системы бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых ямах с толщинами 6.3 нм - 6.4 нм, близкими к критической, соответствующей переходу от прямого к инверсному спектру. Ранее было показано [1], что в дираковской точке и ее окрестности транспорт в этих системах хорошо описывается моделью сетки топологических каналов, возникающей в них из-за флуктуаций толщины квантовой ямы. Изучение микроволнового отклика указанной системы привело к обнаружению фотопроводимости (ФП), флуктуирующей в зависимости от затворного напряжения. Важная и принципиальная особенность в ее поведении заключалась в том, что амплитуда флуктуаций ФП не падала, как в случае универсальных флуктуаций кондактанса и связанной с ней мезоскопической ФП, а даже росла при переходе от проводников субмикронного размера к проводникам почти на два порядка большим. То есть ее поведение принципиальным образом отличалось от ранее исследованных мезоскопических флуктуационных эффектов. Дано теоретическое объяснение такого аномального микроволнового отклика. Оно базируется на предположении о том, что двумерная сетка топологических токовых состояний имеет фрактальный характер. Это приводит к тому, что микроволновая фотопроводимость такой сетки флуктуирует при изменении энергии Ферми, причем в силу фрактального характера сетки она не усредняется с увеличением размеров проводника, а может даже увеличиваться, как раз в соответствии с результатами эксперимента. Подобное поведение вызвано тем, что в отличие от статической проводимости микроволновый отклик может быть вызван не только воздействием на открытые, но и на закрытые траектории, так как поглощение микроволнового излучения возможно электронами, двигающимися по обеим разновидностям траекторий. Следовательно, ФП может формироваться и электронами, двигающимся по замкнутым траекториям. Тогда ее флуктуации могут быть вызваны сильной неоднородностью вблизи порога протекания и связаны как с поглощением микроволнового излучения, так и с изменением под его воздействием локальных кондактансов. Указанное теоретическое предсказание подтверждается изучением частотной зависимости ФП. Ее величина уменьшается как при уменьшении частоты до мегагерцового диапазона, так и с ее ростом до терагерцовых частот. Интересные результаты получены при экспериментальном изучении флуктуационной ФП уже в магнитном поле. Установлено, что оно приводит к заметному почти на порядок увеличению амплитуды флуктуаций. Предположено, что введение магнитного поля приводит к заметному росту замкнутых траекторий, поглощение микроволнового излучения которыми ведет к росту микроволнового отклика. В заключительной части доклада обсуждается возможность наблюдения флуктуационного фотогальванического эффекта в изучаемой системе.

Таким образом в представляемой работе показано, что микроволновый отклик сетки топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины обладает целым рядом интересных особенностей, позволяющих говорить о наблюдении принципиально новой разновидности микроволнового отклика низкоразмерных электронных систем уменьшить размер

Работа поддержана грантом РНФ-23-72-30003.

1. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, D. A. Kozlov, E. B. Olshanetsky, M. V. Entin, N. N. Mikhailov, 2D Mater. ***9,*** *015021 (2022).*

Управление топологическими состояниями в $TaSe_3$

Лукманова Р.М.[1,2], *Кон И.А.*[2], *Минакова В.Е.*[2], *Зайцев-Зотов С.В.*[1,2]

[1]*ИРЭ РАН, 125009, г.Москва, ул. Моховая, 11, стр.7*
[2]*НИУ ВШЭ, 109028, г. Москва, Покровский бульвар, д. 11*

Соединение $TaSe_3$ представляет собой уникальный материал, который под действием одноосной деформации последовательно переходит из полуметалла в сильный топологический изолятор, а затем в тривиальный диэлектрик [1,2]. В работе продемонстрирована возможность детектирования топологических поверхностных состояний с помощью эффекта близости в структурах In/$TaSe_3$/In при одноосной деформации.

Исследуемые структуры создавались на основе кристаллов $TaSe_3$, помещенных на гибкую полиимидную подложку. Индиевые контакты наносились с формированием размытой границы для обеспечения плавного уменьшения толщины пленки. Деформация задавалась изгибом подложки, измерения сопротивления выполнялись четырехконтактным методом при T = 2.8 K в магнитных полях до 0.5 Тл.

На зависимостях магнитосопротивления обнаружены ступенчатые особенности. Производная |dR/dB| выявляет три характерных поля: $H_1 \approx 0.011$ Тл (подавление сверхпроводимости в объемном индии), $H_2 \approx 0.03$ Тл (подавление сверхпроводимости в объемных состояниях $TaSe_3$) и $H_3 \approx 0.12$ Тл. Ступень, соответствующая H_3, отсутствует в недеформированном состоянии, проявляется в интервале деформаций $\varepsilon = 0.46\,\% \div 0.85\,\%$ и исчезает при $\varepsilon \approx 1.0\,\%$, вблизи перехода металл–диэлектрик.

Оценка характерной длины δL_3, на которой индуцируется сверхпроводимость в поверхностных состояниях, показывает её слабую зависимость от сопротивления образца, в отличие от объемных вкладов. Поведение ступени H_3 коррелирует с предсказанным переходом $TaSe_3$ в фазу сильного топологического изолятора при умеренных деформациях.

Таким образом, использование структур со сверхпроводящими контактами с размытой границей открывает возможность детектировать топологические поверхностные состояния с помощью магнетотранспортных измерений [3].

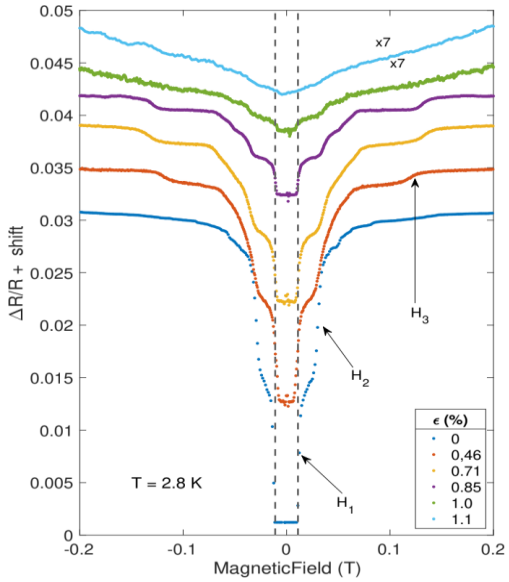


Рис. 1. Зависимости сопротивления от магнитного поля при различных деформациях образца. H_1 — критическое магнитное поле объемного индия.

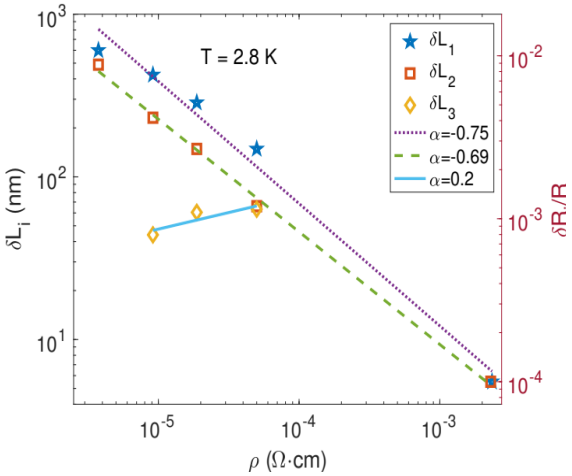


Рис. 2. Зависимость относительной амплитуды ступеней сопротивления (правая шкала) и соответствующих характеристических длин (левая шкала) от сопротивления образца. Прямые линии показывают аппроксимацию методом наименьших квадратов.

*[1] C. Lin et al., Nature Materials **20**, 1093 (2021).*
*[2] J. Hyun et al., Phys. Rev. B **105**, 115143 (2022).*
*[3] R. Lukmanova et al., Phys. Rev. B, **111**, 224510 (2025).*

Управление топологической фазой и положением точки Дирака в $Mn_{1-x}Pb_xBi_{2-y}Sb_yTe_4$

Макарова Т.П.[1], Естюнин Д.А.[1], Голяшов В.А. [1,2], Кох К.А.[1,3] Терещенко О.Е. [1,2], Шикин А.М.[1]

[1]*СПбГУ, 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, д.7-9*
[2]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск*
[3]*Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, 630090, г. Новосибирск*

Антиферромагнитный топологический изолятор $MnBi_2Te_4$ привлекает внимание исследователей благодаря возможности реализации квантового аномального эффекта Холла и других экзотических электронных фаз, перспективных для спинтроники [1, 2]. Однако для наблюдения этих эффектов необходимо одновременно выполнить два условия: открыть запрещённую зону в топологических поверхностных состояниях и добиться того, чтобы уровень Ферми находился внутри этой зоны. В $MnBi_2Te_4$ электронную структуру можно эффективно изменять, варьируя стехиометрию кристалла, в частности, путём замещения атомов Mn или атомов Bi [3, 4]. Это открывает возможность независимо управлять топологической фазой и положением уровня Ферми, что и является предметом настоящей работы.

В данной работе исследовано влияние замещения Mn на Pb и Bi на Sb в топологической системе $Mn_{1-x}Pb_xBi_{2-y}Sb_yTe_4$ в широком диапазоне концентраций (x = 10–60%, y = 5–60%) на электронную и магнитную структуру (рис.1). Электронная структура изучена методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и кругового дихроизма, магнитные свойства – СКВИД-магнитометрией.

Показано, что при концентрации Pb 40–50% происходит топологический фазовый переход, сопровождающийся исчезновением топологических поверхностных состояний. Причем этот переход определяется исключительно концентрацией Pb и не зависит от концентрации Sb. Замещение атомов Bi на атомы Sb не меняет топологическую фазу, но позволяет контролировать положение точки Дирака. При этом обнаружено, что положение точки Дирака зависит не от абсолютной концентрации Sb, а от отношения Pb/Sb.

Магнитные измерения показали, что во всех образцах сохраняется антиферромагнитное упорядочение. Для образцов с близкой концентрацией Pb, но сильно различающимся содержанием Sb, магнитные характеристики идентичны. Следовательно, при изменении положения уровня Ферми и концентрации носителей заряда магнитные свойства системы не меняются.

Таким образом, одновременное замещение атомов Mn атомами Pb и атомов Bi атомами Sb в $MnBi_2Te_4$ позволяет контролировать топологическую фазу (путем изменения концентрации Pb) и положение точки Дирака (меняя отношение Pb/Sb) при сохранении антиферромагнитного порядка. Это открывает возможность вывода точки Дирака на уровень Ферми без изменения топологической фазы, что важно для создания устройств на основе магнитных топологических изоляторов.

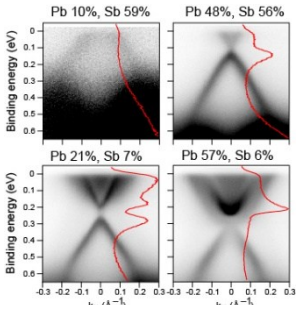


Рис. 1. Электронная структура $Mn_{1-x}Pb_xBi_{2-y}Sb_yTe_4$

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского Государственного Университета (125022702939-2)

*[1] Y. Deng et al., Science, **367**, 895 (2020).*
*[2] S. Li et al., National Science Review, **11** (2024).*
[3] D.A. Estyunin et al., Physical Review Research, 7, 023168 (2025).
*[4] B. Chen et al., Nature communications, **10**, 4469 (2019).*

Низкотемпературные исследования комбинационного рассеяния света в магнитных топологических изоляторах

Максимов А.А.[1], Тартаковский И.И.[1], Абдуллаев Н.А.[2], Мамедов Н.Т.[2]

[1]*ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*
[2]*Институт физики, AZ1141; Бакинский гос. университет, AZ1148, Баку, Азербайджан*

В последние годы исследованиям физических свойств магнитных топологических изоляторов уделяется значительный научный интерес. При этом особое внимание привлекают исследования относительно недавно открытых собственных топологических изоляторов с упорядоченными магнитными моментами внедренных магнитных атомов, таких как кристаллы $MnBi_2Te_4$, испытывающий антиферромагнитный фазовый переход при $T_N \approx 25K$, и $MnSb_2Te_4$ с температурой ферромагнитного перехода $T_C \sim 35–40K$. Эти кристаллы имеют слоистую структуру Te-Bi(Sb)-Te-Mn-Te-Bi(Sb)-Te из семислойных двумерных блоков, связанных друг с другом взаимодействием Ван дер Ваальса.

В докладе представлены результаты подробного изучения спектров комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах магнитных топологических изоляторов в широком диапазоне температур, включающим область магнитного упорядочения, с использованием лазеров с различными длинами волн возбуждения λ_{exc}. В более ранних исследованиях температурных зависимостей спектров КР света в кристаллах $MnBi_2Te_4$ основное внимание уделялось поведению низкочастотного фонона A_{1g}^1 симметрии [1-3]. Тщательные измерения с высокой точностью определения спектрального положения полос КР в работе [1] позволили утверждать, что, в отличие от работ [2,3] с противоречивыми экспериментальными данными, с точностью до ±0.1 см$^{-1}$ температурная зависимость частоты этого фонона может быть описана стандартной ангармонической моделью, не учитывающей спин-фононного взаимодействия.

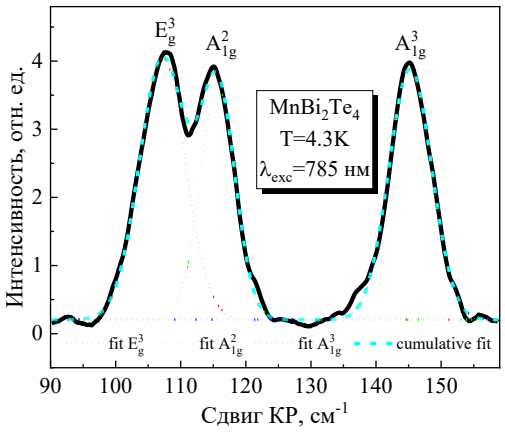


Рис. 1. Пример разложения низкотемпературного спектра КР в области высокочастотных фононов магнитного топологического изолятора $MnBi_2Te_4$ на отдельные компоненты.

Использование инфракрасного полупроводникового лазера с длиной волны излучения λ_{exc}=785нм в качестве источника возбуждения КР света в кристаллах $MnBi_2Te_4$ [4] позволило впервые отдельно изучить различное температурное поведение практически не взаимодействующего с магнитными степенями свободы фонона E_g^3 симметрии [2] и фонона симметрии A_{1g}^2. На рис.1 показано разложение спектра КР в области высокочастотных фононов $MnBi_2Te_4$ при температуре T=4.3K на отдельные компоненты. Наблюдаемые особенности поведения фонона A_{1g}^2 симметрии при температурах ниже температуры антиферромагнитного перехода свидетельствуют о его сильном взаимодействии с магнитными степенями свободы в кристалле топологического изолятора $MnBi_2Te_4$.

Исследования поляризационных зависимостей спектров КР света в кристаллах $MnSb_2Te_4$ подтвердили, что в них наблюдается значительное перемешивание атомов подрешеток марганца и сурьмы.

[1] А.А. Максимов и др., Письма в ЖЭТФ, 118, 361 (2023).
[2] H. Padmanabhan et al., Nat. Commun., 13, 1929 (2022).
[3] J. Choe et al., Nano Lett., 21, 6139 (2021).
[4] А.А. Максимов и др., Письма в ЖЭТФ, 123, 541 (2026).

Простой взгляд на двумерные топологические изоляторы

Ненашев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН им. А.В.Ржанова, 630090, Новосибирск, пр.Лаврентьева, д. 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1*

Обычно теория топологических изоляторов строится на основе представлений об энергетических зонах в кристаллах, используя понятия о состояниях электронов как блоховских волнах, о законе дисперсии электронов и т. д. Однако топологические изоляторы — это не обязательно кристаллы.

В работе предлагается более общий взгляд на поверхностные и объёмные свойства двумерных топологических изоляторов, не предполагающий наличия кристаллической структуры. Это рассмотрение основано на мысленном эксперименте, похожем на тот, который использовал Лафлин в своём знаменитом аргументе. К образцу двумерного изолятора подведён соленоид с током (см. рисунок), создающим поток магнитного поля Ф. Энергии поверхностных состояний E_n в общем случае зависят от потока Ф из-за векторного потенциала поля в соленоиде. Эта зависимость – периодическая с периодом, равным кванту магнитного потока Φ_0. Ток I_n, переносимый поверхностным состоянием, связан с его энергией E_n следующим образом: $I_n = -c\, dE_n/d\Phi$, где c – скорость света. Изменение тока ΔI_n, вызванное прохождением кванта магнитного потока, можно записать как $\Delta I_n = -c\, \Delta E_n/\Delta\Phi = -e/h\, \Delta E_n$. Изменение тока, усреднённое по значениям потока Ф, равно $\langle \Delta I \rangle = -\nu\, e/h\, \Delta E_f$, где ν – разность между числом линий на графике $E_n(\Phi)$ (см. рисунок), пересекающих уровень Ферми с положительной производной $dE_n/d\Phi$, и числом линий, пересекающих уровень Ферми с отрицательной производной. Проводя аналогию с подходом, использующим понятия о законе дисперсии электронов $E(k)$, можно видеть, что это есть ещё один способ (более общий) для определения числа Черна.

Аналогичным образом можно определить топологический Z_2-инвариант, когда двумерный изолятор инвариантен относительно обращения времени. В этом случае Z_2-инвариант равен 0 (1), если число линий на графике $E_n(\Phi)$, пересекающих уровень Ферми с положительной производной $dE_n/d\Phi$, чётно (нечётно). Если топологический инвариант равен 1, т. е. исследуемый материал является двумерным топологическим изолятором, то из вышеприведённых рассуждений можно показать, что поверхностные состояния топологически защищены, и в отсутствие неупругих процессов сопротивление участка края образца между соседними контактами не превышает константу фон Клитцинга.

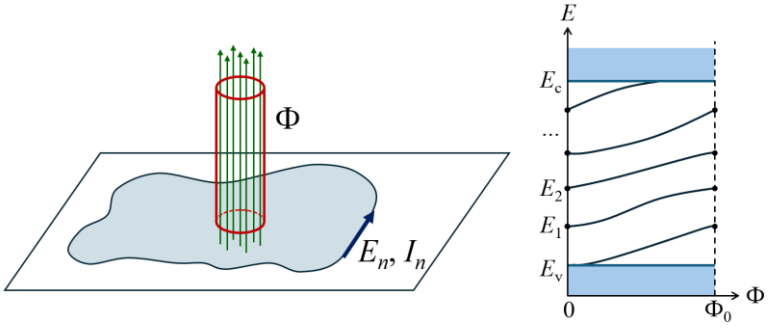


Рис. 1. Мысленный эксперимент с соленоидом (слева) и зависимость энергий поверхностных состояний E_n от потока магнитного поля в соленоиде Ф (справа).

Таким образом, наличие топологических инвариантов у двумерных изоляторов и основные свойства топологических двумерных изоляторов довольно просто выводятся из рассмотрения мысленного эксперимента, показанного на рисунке.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2025-0023 Управление функциональными характеристиками компонент нанофотоники и наноэлектроники на основе полупроводниковых наноструктур).

Немагнитный механизм обратного рассеяния на диффузионных островках в геликоидальных краевых состояниях

Ниязов Р.А.[1,2], Крайнов И.В. [2], Аристов Д.Н. [1,2], Качоровский В.Ю.[2]

[1]*НИЦ «Курчатовский институт» - ПИЯФ, 188300, Гатчина, мкр. Орлова роща, д. 1*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*

Вдоль границы двумерного топологического изолятора (ТИ) существуют геликоидальные краевые состояния (ГКС), в которых спин электрона жестко связан с направлением движения. Это должно обеспечивать топологическую защиту от обратного рассеяния на немагнитных дефектах. Тем не менее, в экспериментах на образцах длиннее ~3 мкм наблюдается значительное сопротивление, причем его величина практически не зависит от температуры в широком диапазоне (1–10 К) [1]. Существующие теоретические модели, включающие неупругие процессы в ГКС или на заряженных островках [2], предсказывают сильную температурную зависимость сопротивления, что противоречит эксперименту.

Мы детально исследуем механизм обратного рассеяния на реалистичных диффузионных островках, возникающих вблизи края ТИ вследствие плавных флуктуаций потенциала. Ключевой особенностью предлагаемого механизма, в отличие от моделей с неупругим рассеянием, является его температурная независимость, обусловленная исключительно дефазировкой, а не изменением фазового объема для неупругих переходов. Ранее мы изучали модель искусственного топологического островка [3].

В данной работе мы рассматриваем туннельно-связанный с ГКС диффузионный островок с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Анализ амплитуд рассеяния для различных диффузионных траекторий показывает следующее. В отсутствие взаимодействия, благодаря симметрии по отношению к обращению времени, вклад любой траектории A_n в точности компенсируется вкладом обратной траектории $A'_n = -A_n$, где примеси проходятся в обратном порядке. Полная вероятность обратного рассеяния строго равна нулю: $W_{bs} \propto \sum_n |A_n + A'_n|^2 \equiv 0$.

Процессы дефазировки в островке (например, из-за электрон-электронного взаимодействия) приводят к нарушению сокращения вкладов. При этом вклад классических траекторий (диффузон $D \propto \sum |A_n|^2$) сохраняется, а вклад квантово-интерференционных петель (куперон $C \propto \sum A_n^* A'_n$) подавляется. В результате возникает конечная вероятность обратного рассеяния $W_{bs} = D + C \neq 0$.

Основной результат работы заключается в том, что в реалистичной модели диффузионного островка вероятность обратного рассеяния логарифмически растет с размером области декогеренции: $W_{\text{bs}} \propto \ln(\tau_\phi/\tau)$, где τ_ϕ – время сбоя фазы, τ – время упругого рассеяния. Эта логарифмическая зависимость объясняет два ключевых экспериментальных наблюдения. Критическая длина образца: даже один достаточно крупный островок способен почти полностью заблокировать транспорт, что объясняет резкое падение кондактанса в образцах микронных размеров. Слабая температурная зависимость: поскольку время дефазировки τ_ϕ зависит от температуры степенным образом ($\tau_\phi \propto T^{-p}$), вероятность рассеяния зависит от температуры логарифмически: $W_{\text{bs}} \propto \ln(1/T)$. Такая сверхмедленная зависимость в ограниченном интервале температур неотличима от константы, что полностью соответствует экспериментальным данным [1].

Таким образом, предложенный механизм обратного рассеяния на диффузионных островках с подавленным купероновским вкладом дает непротиворечивое объяснение нарушения топологической защиты в длинных каналах ГКС.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 25-12-00212).

[1] 1.E. Olshanetsky, Z. Kvon, G. Gusev, N. Mikhailov, Physica E, 147, 115605 (2023).
[2] J.I. Väyrynen, M. Goldstein, L.I. Glazman, Phys. Rev. Lett., 110, 216402 (2013).
[3] I.V. Krainov, R.A. Niyazov, D.N. Aristov, V.Yu. Kachorovskii, JETP Lett., 122, 495 (2025).

Изучение электронной структуры поверхности и транспортных свойств тонких проводящих слоев (111) PbSnTe

Петякина А.С.[1], Голяшов В.А.[1], Терещенко О.Е.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

В настоящее время в физике конденсированного состояния большое внимание уделяют системам с необычными электронными свойствами. К таким системам относятся, например, топологические изоляторы (ТИ). Данные материалы обладают сильным спин-орбитальным взаимодействием, которое приводит к инверсии порядка энергетических зон. Ширина запрещенной зоны твердого раствора $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при увеличении содержания олова в составе уменьшается от 0.2 эВ (для PbTe) до 0 эВ при $x \approx 0.35$, после чего вновь увеличивается до 0.3 эВ для SnTe [1]. При $x > 0.3$ сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит к инверсии порядка зон в четырех L-точках объемной зоны Бриллюэна. На поверхностях с симметрией отражения возникают поверхностные состояния (ПС), обладающие геликоидальной спиновой структурой. Носители заряда на ПС защищены симметриями от рассеяния назад, благодаря этому топологические изоляторы являются перспективными материалами для создания устройств спинтроники. Предварительные эксперименты показывают, что в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с составами вблизи точки инверсии зон наблюдается увеличение длины спиновой диффузии.

Изучение электронной структуры проводилось с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, структура поверхности исследовалась с помощью дифракции медленных электронов, состав оценивался с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. В работе были изучены нереконструированные пленки (111) $Pb_{1-x}Sn_xTe$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках BaF_2, пленки были легированы индием в процессе роста. Электронная структура поверхности пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ была изучена в диапазоне составов $x \approx 0.16 – 0.5$ при температурах от 77 К до 300 К (рис. 1). Обнаружено, что при T=77 К топологические поверхностные состояния $Pb_{1-x}Sn_xTe$ исчезают при переходе состава от x=0.19 к x=0.16, при этом $Pb_{1-x}Sn_xTe$ переходит из фазы топологического кристаллического изолятора (ТКИ) в фазу тривиального изолятора. Было обнаружено, что при увеличении температуры во время измерений в спектре поверхностных состояний ТКИ начинает наблюдаться запрещенная зона, а разное смещение положений краев зон в Г- и М-точках поверхностной зоны Бриллюэна указывает на наличие механических напряжений в исследуемых структурах.

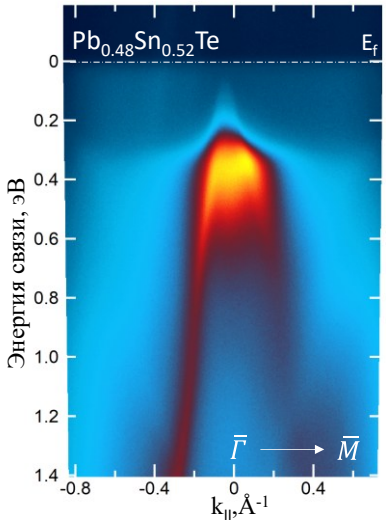


Рис. 1. ФЭСУР-спектр поверхности тонкого проводящего слоя $Pb_{0.48}Sn_{0.52}Te$ при T = 77К.

Также в работе показана возможность получения тонких проводящих слоев ТКИ на «виртуальных» непроводящих подложках $Pb_{0.77}Sn_{0.23}Te$:In/BaF_2 и изучены их транспортные свойства. При изучении магнитосопротивления тонких слоев $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при температуре 4.2 К наблюдался эффект слабой антилокализации. Аппроксимация полученной зависимости с помощью формулы Хиками-Ларкина-Нагаоки [2] показала, что в исследуемых структурах вклад в транспорт дает единственный канал проводимости по топологическим ПС, что говорит о переходе (111) $Pb_{1-x}Sn_xTe$ из фазы слабого ТИ в фазу сильного ТИ. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект № 25-62-00004.

*[1] Y. Ohno et al., Nature, **402**, 6763 (1999),*
*[2] S. Hikami et al., Progress Letters, **63**, 2 (1980).*

Топологические изоляторы с антиферромагнитным упорядочением

Русинов И.П.[1,2], Меньшов В.Н.[1,2], Чулков Е.В.[2]

[1]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, г. С.-Петербург, Россия*

Свойства систем при сочетании в них спин-орбитального и магнитного вкладов привлекают большое внимание исследователей как с точки зрения изучения новых эффектов взаимодействия зонной топологии и магнетизма, так и в качестве возможного их приложения в устройствах спинтроники [1,2]. Таким образом, продолжается поиск соединений, где данное сочетание могло бы ярко проявляться в их электронных и транспортных свойствах. Среди широко исследуемых материалов выделяется класс Ван Дер Ваальсовских магнитных топологических изоляторов на основе $MnBi_2Te_4$ и родственных соединений, который показал себя в качестве подходящей платформы для исследований такого рода [3,4]. Так, в них было обнаружено и экспериментально подтверждено наличие широкого ряда явлений: формирование фазы антиферромагнитного топологического изолятора [3,4], квантового аномального эффекта Холла [5], фазы аксионного изолятора [6], а также наличие топологического магнитоэлектрического эффекта [7].

Важной особенностью данного класса является формирование низкоразмерных топологических состояний нескольких типов на поверхностях и гранях. Так, на границах с вакуумом в зависимости от выбора поверхности и особенностей симметрии формируются как расщеплённые по обмену, так и бесщелелевые топологические поверхностные состояния [2,3]. Кроме того, имеет место формирование низкоразмерных состояний на гранях кристаллов, что является следствием топологии высших порядков и связано с фазой аксионного изолятора в данных материалах [8,9].

Недавно было теоретически предсказано и экспериментально подтверждено наличие на поверхности данных материалов особого типа одномерных топологических состояний, связанных с формированием магнитных доменных стенок [10-12], что также приводит к возможности управления электронным транспортом на их поверхностях. Более того, формирование подобных одномерных состояний также имеет место в топологически тривиальных материалах со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, например, на основе магнитно-допированного полупроводника BiTeI [13-16].

В докладе представлен обзор оригинальных исследований и ключевых работ других авторов, которые формируют современное представление о зонной топологии в магнитных топологических материалах и о свойствах низкоразмерных состояний различной природы.

[1] A. Hirohata, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 509, 166711 (2020)
[2] Q. Yan qt al. Science Advances 10, eado4756 (2024)
[3] M.M. Otrokov et al., Nature 576, 416–422 (2019)
[4] I.I. Klimvoskikh et al., npj Quantm Materials 5, 54 (2020)
[5] M.M. Otrokov et al., Phys. Rev. Lett. 122, 107202 (2019)
[6] D. Zhang et al., Phys. Rev. Lett. 122, 206401 (2019)
[7] Y.-H. Li, R. Cheng, Phys. Rev. Res. 4, L022067 (2022)
[8] M. Gong et al., Nat. Sci. Rev. Nwad025 (2023)
[9] T. V. Menshchikova et al.,Phys. Rev. Mater. 10, 034201 (2026)
[10] E. K. Petrov et al., Phys. Rev. B 103, 235142 (2021)
[11] I.P. Rusinov, V.N. Men'shov, E.V. Chulkov, Phys. Rev. B 104, 035411 (2021)
[12] V.N. Men'shov, I.P. Rusinov and E.V. Chulkov, JETP Lett. 114, 11 699–706 (2021)
[13] I.I. Klimovskikh et al., Sci. Rep. 7, 3353 (2017)
[14] I.P. Rusinov, V.N. Men'shov and E.V. Chulkov, Phys. Rev. B 110, 195405 (2024)
[15] V.N. Men'shov, I.P. Rusinov and E.V. Chulkov, JETP Letters 121, 5, 372-380 (2025)
[16] В. Н. Меньшов, И. П. Русинов, Е. В. Чулков, ФТТ 67, 8 (2025)

Электронный транспорт в пленках магнитных топологических изоляторов $MnBi_2Te_4$, выращенных с помощью МЛЭ

Степина Н. П. [1], Баженов А.О.[1,2], Коптев Е.С.[1], Шумилин А.В.[3], Ненашев А.В.[1,2], Жданов Е.Ю.[1,2], Ищенко Д.В.[1], Голяшов В.А.[1], Терещенко О.Е. [1,2], Аксенов М.С. [1], Кириенко В.В.[1]

[1]*Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск,*
[2]*Новосибирский государственный университет, Пирогова 2, 630090 Новосибирск*
[3]*Instituto de Ciencia Molecular, Universitat de València, 46980 Paterna, Spain*

Сочетание нетривиальной зонной структуры с магнитным порядком делает магнитные топологические изоляторы уникальным материалом для наблюдения таких экзотических явлений, таких как квантовый аномальный эффект Холла, квантованный магнетоэлектрический эффект, хиральные фермионы Майораны, имеющие потенциальное применение в спинтронике.

В работе представлены результаты экспериментального исследования электронных, магнитных и транспортных свойств тонких пленок магнитного топологического изолятора — $MnBi_2Te_4$ (МВТ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si (111) и сапфира. Электронная структура МВТ пленок подтверждена методами рентгеновской дифракции и ARPES спектроскопии. Показано, что температура Нееля, характерная для перехода из парамагнитного в антиферромагнитное состояние, наблюдаемая в температурных зависимостях удельного сопротивления, соответствует объемному МВТ материалу. В магнетосопротивлении и эффекте Холла наблюдаются характерные особенности, связанные со спин-флоп переходом, а также переходом в ферромагнитное состояние при больших магнитных полях (Рис.1). Проанализирована температурная зависимость МС и эффекта Холла, построены фазовые диаграммы соответствующих переходов. Зарегистрирован гистерезис сопротивления Холла с коэрцитивным полем около 2 Т, обусловленный наличием нескомпенсированной ферромагнитной фазы. Непрямоугольный характер гистерезиса холловского сопротивления может быть связан как с наличием двух вкладов в аномальный эффект Холла, один из которых определяется фазой $MnBi_2Te_4$, так и с последовательной перестройкой многослойной структуры. Разложение гистерезиса на два гиперболических тангенса показано на врезке к Рис.1. Предполагается, что гистерезис в кривых магнетосопротивления в слабых полях определяется степенью неупорядоченности материала. Проведено моделирование магнето-транспортных явлений с использованием схемы минимизации энергии в различных фазовых состояниях. Вклад структурной неоднородности учтен с помощью метода эффективной среды. Расчетные данные сопоставлены с экспериментом.

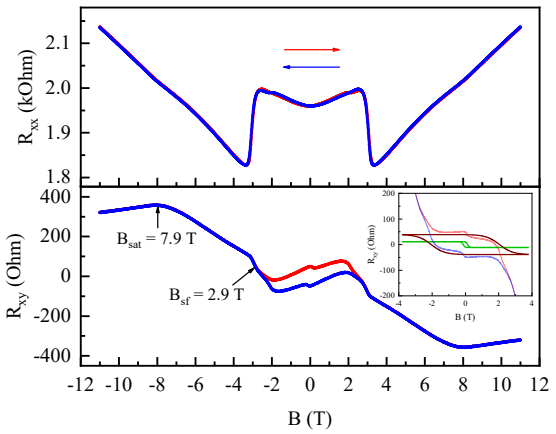


Рис. 1. Магнетосопротивление (верхний график) и холловское сопротивление (нижний график) для пленки МВТ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №25-22-00830.

HgSe vs HgTe: дираковский или вейлевский полуметалл?

Терещенко О.Е.[1], Голяшов В.А.[1], Бобин С.Б.[2], Лончаков А.Т.[2], Степина Н.П.[1], Кумар Н.[1], Еремеев С.В.[3], Тарасов А.В.[4], Естюнин Д.А.[4], Климовских И.И.[4], Шикин А.М.[4]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[3]*ИФПМ СО РАН, 634021, Томск, пр. Академический, 2/4.*
[4]*СПбГУ, 198504,* Санкт-Петербург, *Университетский пр., 28*

Несмотря на открытие в последнее десятилетие целого ряда топологически нетривиальных материалов, число систем, в которых можно экспериментально наблюдать состояние топологического изолятора и управлять им, все еще очень ограничено. Одной из таких систем является соединение HgTe и гетероструктуры на его основе. Использование квантоворазмерных эффектов и введение упругих деформаций в эпитаксиальных пленках HgTe/CdHgTe позволяют экспериментально реализовать состояния двух и трехмерного топологического изолятора, дираковского полуметалла и тривиального изолятора и исследовать их транспортный отклик. Расчеты из первых принципов показывают, что в целом близкую к HgTe электронную структуру должен иметь и селенид ртути HgSe. Имеющиеся экспериментальные данные по HgSe довольно противоречивы и не отвечают на вопрос, является ли HgSe тривиальным полупроводником, топологическим изолятором или вейлевским полуметаллом.

Методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) экспериментально изучена электронная структура поверхностей скола (001) и (111) монокристаллов HgSe в диапазоне температур 10-340 K. Обнаружено, что поверхности (001) и (111) HgSe стабильны к воздействию атмосферного воздуха и имеют реконструкции c(2x2) и (2x2), соответственно. На Рис. 1 представлен ФЭСУР спектр поверхности HgSe-c(2×2), измеренный в направлении X-Γ-X при T=78 K, который характеризуется вкладом как объемных, так и поверхностных состояний. Сканирование зоны Бриллюэна подтвердило, что поверхностные состояния состоят из одного невырожденного конуса Дирака в точке Γ, что указывает на возможную реализацию состояния трехмерного топологического изолятора в исследованных образцах. Результаты расчетов подтвердили наличие топологических поверхностных состояний, а также тот факт, что данное соединение является трехмерным топологическим изолятором. Как видно из Рис. 1, на поверхности n-HgSe наблюдается несколько уровней размерного квантования зоны проводимости, возникающих из-за наличия изгиба зон вблизи поверхности, что приводит к формированию приповерхностного двумерного электронного газа.

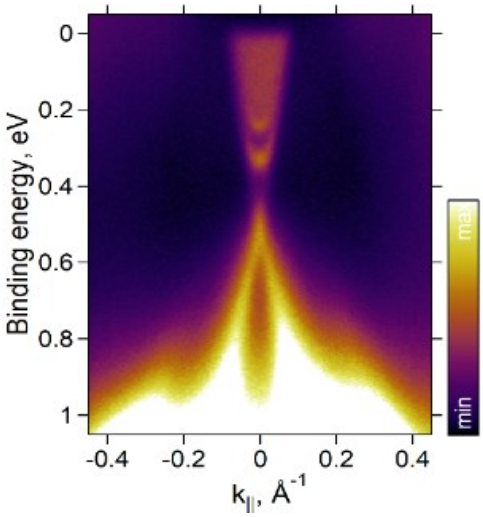


Рис. 1. ФЭСУР спектр поверхности HgSe(001) -c(2×2), измеренный в направлении X-Γ-X при T = 78 K (hν = 21.2 эВ).

В транспортных измерениях в дополнение к плато в квантовом пределе, обнаружено хорошо выраженное плато в «продольном» холловском сопротивлении. В «продольной» холловской проводимости также наблюдается ступенчатое поведение, которое связано с наличием полуцелого квантового спинового эффекта Холла в HgSe, что, вероятно, отражает физику нетривиальных вейлевских полуметаллов. В работе обсуждается природа топологических состояний в рамках комплементарности результатов, полученных из ARPES и транспортных измерений.

Работа выполнена при поддержке РНФ № 25-62-00004.

Рост плёнок топологических изоляторов на основе Bi_2Te_3 методом МЛЭ

Ищенко Д.В.[1], Супрун С.П.[1], Кырова Е.Д.[1,2], Федосенко Е.В.[1], Голяшов В.А.[1,3], Степина Н.П.[1], Сухих А.С.[4], **Терещенко О.Е.[1,3]**

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лавреньева, д. 13,*
[2]*НГТУ, 630073, г. Новосибирск, К. Маркса, д. 20,*
[3] *НГУ, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1,*
[4] *ИНХ СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лавреньева, д. 3,*

Топологические изоляторы (ТИ) – материалы, на поверхности которых из-за сильного спин-орбитального взаимодействия возникают топологически защищённые проводящие состояния, в то время как в объёме имеется щель в электронном спектре, являются объектом исследования физиков по всему миру последние 20 лет. К ТИ относятся большое количество материалов, в том числе и соединения на основе теллурида висмута. Выявление вклада поверхностных состояний в общую проводимость возможно путём уменьшения роли объёма либо подбором состава так, чтобы уровень Ферми находился в запрещённой зоне, например, получение четырёхкомпонентных растворов ($Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$), либо уменьшением толщины образцов. Также проводятся исследования соединений с нарушением защиты симметрии обращения времени, что возможно путём внедрения в решётку магнитных примесей, например, атомов марганца. В [1] показано, что при введении атомов Mn в решётку Bi_2Te_3 образуется другая чередующаяся структура (Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te) с общей формулой $(MnTe)_x \cdot (Bi_2Te_3)_y$. В этой структуре магнитный момент каждого слоя атомов Mn направлен вдоль оси *c*, но антипараллелен магнитному моменту в следующем слое. Поэтому электрические свойства этих структур сильно зависят от количества (четное – нечетное) слоёв. В связи с указанными выше свойствами, задача получения ТИ и магнитных ТИ (МТИ) тонких слоёв является в настоящее время чрезвычайно актуальной. Кроме того, между собой эти слои связаны посредством ван-дер-Ваальсосй связью, что, теоретически, позволяет выращивать их на различных подложках.

В работе приводятся результаты эпитаксиального роста методом молекулярно-лучевой эпитаксии тонких плёнок различных соединений (Bi_2Te_3, $Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$ и $(MnTe)_x \cdot (Bi_2Te_3)_y$) на подложках Si(111), графен/SiO_2/Si, графен/SiC, Al_2O_3(0001) из различных источников: элементных (Bi, Mn, Te) и многокомпонентных (Bi_2Te_3, $BiSbTeSe_2$). Приводятся данные атомно-силовой микроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, рентгеновской дифракции, энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, комбинационного рассеяния света, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением.

Работа проведена при частичной поддержке Госзадания № FWGW-2025-0011.

[1] E. D. L. Rienks et.al., Nature. 576, 423, (2019).

Температурная зависимость амплитуды терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$

Чмырь С.Н.[1], Галеева А.В.[1], Долженко Д.Е.[1], Кристовский К.Г.[1], Артамкин А.И.[1], Иконников А.В.[1], Михайлов Н.Н.[2], Дворецкий С.А.[2], Банников М.И.[3], **Хохлов Д.Р.[1,3]**

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр.2*
[2]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр-т ак. Лаврентьева, 13*
[3]*Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр-т, 53*

Ранее нами было показано, что фотопроводимость, возбуждаемая терагерцовым излучением с длиной волны 90 – 500 мкм, в гетероструктурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$, находящихся в топологической фазе ($x < 0.16$), проявляет необычные свойства в магнитном поле. В фарадеевской геометрии эксперимента фотопроводимость при низких температурах является асимметричной функцией магнитного поля, кроме того, она не совпадает для противоположно расположенных на холловском мостике пар потенциальных контактов. В то же время при одновременной инверсии направления магнитного поля и пары потенциальных контактов, на которых проводятся измерения, фотопроводимость не изменяется, проявляя свойство PT-симметрии [1]. Целью настоящей работы было изучение температурной зависимости амплитуды фотопроводимости, возбуждаемой квантово-каскадным лазером с частотой около 4 ТГц (длина волны около 75 мкм).

Образец в форме холловского мостика помещался в гелиевый криостат RTI, позволяющий стабилизировать температуру образца в диапазоне 4.2 – 300 К. Магнитное поле до 0.45 Тл создавалось внешним электромагнитом. Квантово-каскадный лазер размещался рядом с образцом на расстоянии около 1 см непосредственно на держателе образца. Лазер возбуждался импульсами тока длительностью 50 мкс при частоте повторения около 450 Гц. Сигнал фотопроводимости регистрировался с пары потенциальных контактов на частоте модуляции лазера с помощью селективного усилителя с фазовым детектором.

При всех магнитных полях до 4.5 Тл в области температур образца 4.2 – 5 К фотопроводимость была положительной. При увеличении магнитного поля амплитуда фотопроводимости сначала резко росла, достигала максимума в поле около 60-80 мТл, а затем плавно уменьшалась. Температурная зависимость фотопроводимости была измерена в нулевом поле, а также в поле, соответствующем максимуму сигнала фотопроводимости 60 мТл.

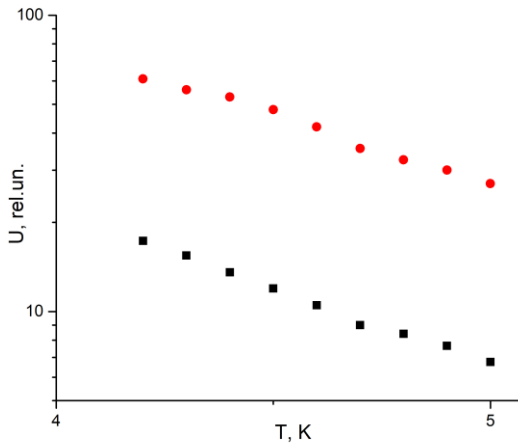


Рис. 1. Температурная зависимость амплитуды фотопроводимости, измеренная при B = 0 Тл (черные точки) и B = 60 мТл (красные точки).

Полученные результаты представлены на рис.1. Видно, что амплитуда фотопроводимости уменьшается с ростом температуры по закону, близкому к экспоненциальному

$$U = U_0 \exp(-T/T_0)$$

В работе обсуждаются возможные механизмы, отвечающие за появление эффекта.

С. Н. Чмырь благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку. Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

*[1] А.В. Галеева, А.С. Казаков и Д.Р. Хохлов, УФН, **193**, 1046 (2024).*

Вейлевские полуметаллы и полуметаллы с замкнутой нодальной линией в системах на основе магнитного топологического изолятора $MnBi_2Te_4$

Шикин А.М., Макеев Р.В., Ерыженков А.В., Тарасов А.В.

СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Университетский пр., 28

Последнее время появилось и было предложено к созданию большое количество новых топологических материалов с уникальными особенностями электронной и спиновой структуры и радикально новыми физико-химическими свойствами. Среди них можно выделить системы на основе магнитных топологических изоляторов (ТИ) со спин-поляризованными топологическими поверхностными состояниями, Вейлевские и Дираковские полуметаллы с выделенными нодальными точками и поверхностными Ферми арками, соединяющими Вейлевские точки, а также полуметаллы с замкнутыми нодальными линиями и поверхностными состояниями барабанного типа с высокой плотностью состояний в области нодальной линии. При этом обычно эти различные типы топологических систем реализуются в различных материалах и слабо пересекаются между собой. В данном докладе будет показано и проанализировано, как все эти типы топологических систем могут быть реализованы в одной исходной системе – на основе магнитного ТИ MnBi2Te4. Будет показано, как и при каких условиях электронная структура магнитного ТИ может преобразовываться в электронную структуру, характерную для Дираковского и Вейлевского полуметаллов, а затем в состояние тривиального изолятора при постепенном замещении атомов магнитного металла на атомы немагнитных элементов. Также будет проанализирована возможность трансформации магнитного ТИ в состояние нодального полуметалла в слоистых системах на основе MnBi2Te4 с антиферромагнитным и ферромагнитным межслоевым взаимодействием при частичном послойном замещении атомов магнитного металла Mn на атомы V с меньшей заселенностью d-оболочки. Будет проанализирована зависимость формирования данных топологических фаз от угла поворота магнитного момента и модуляции величины эффективного спин-орбитального взаимодействия (посредством контролируемых Te/Se замещений). Будут проанализированы особенности электронной и спиновой структуры формируемых топологических фаз и условия их формирования.

Работа выполнена при поддержке СПбГУ в рамках госзадания (проект No. 125022702939-2).

Авторский указатель

А

Абдукадыров А.Г. 161
Абдуллаев Н.А. 320
Абдулразак С.Х. 282, 291, 307
Абрамкин Д.С. 271
Авдеев И.Д. 10
Аверкиев Н.С. 16, 30, 144, 180, 193, 196, 208, 253
Аксенов М.С. 272, 277, 280, 305, 325
Аксенов С.В. 74
Александров И.А. 157, 158, 203
Алексанян Л.А. 41
Алексеев А.Н. 294
Алексеев А.Ю. 128
Алексеев В.А. 294
Алексеев П.А. 11, 88, 225
Алешкин В.Я. 75, 109, 130, 141, 149, 259
Алисултанов З.З. 76, 232
Альперович В.Л. 29, 42, 63, 182
Аминев Д.Ф. 197
Андреев А.Д. 282, 307
Андреев А.Ю. 282, 291, 307
Андреев Б.А. 24
Андреев И.В. 211, 212, 223, 251
Андреева А.С. 57, 62
Андреева С.А. 171, 191, 213
Андронов А.А. 214
Андрюшкин В.В. 288
Антонов А.В. 293
Антонов В.А. 52
Антонова И.В. 296
Аплеснин С.С. 37, 185, 187, 310
Аристов Д.Н. 322
Артамкин А.И. 15, 38, 328
Артеев Д.С. 147
Архипова О.Ю. 216
Астраханцева А.С. 89, 139, 150
Атласов В.Р. 77, 133
Афоненко А.А. 273
Ахатов М.В. 31

Б

Бабичев А.В. 282, 288, 291, 307
Бабунц Р.А. 206
Багаев Т.А. 302
Бадурин И.В. 32
Бажанов К.А. 49
Баженов А.О. 311, 325
Бажин П.С. 12
Байдусь Н.В. 91, 285, 300
Бакаров А.К. 94, 95, 122, 127, 132, 242, 303
Бакин В.В. 29, 42, 63, 182
Бакшеев Д.Г. 137
Балабан А.В. 107
Балакирев С.В. 43, 66, 67, 103
Бандурин Д.А. 215, 221
Банников М.И. 72, 328
Баранов А.И. 44
Баранов А.И. 45
Баранов П.Г. 206
Барышев В.В. 259
Барышников К.А. 163
Батаев М.Н. 22, 152, 160, 164
Бауман Д.А. 198
Белая С.В. 20
Белов Д.А. 219, 273
Белых В.В. 164
Бельков В.В. 78
Бельтюков Я.М. 128
Бережной П.С. 102
Березина Д.С. 265
Берт Н.А. 264, 267
Беспалов А.А. 262

Бисти В.Е. 228, 229, 241
Блохин А.А. 274
Блохин С.А. 274, 288
Бобин С.Б. 125, 312, 326
Бобров А.И. 145
Бобров М.А. 265, 274
Богданова А.П. 299
Богуш И.Ю. 46
Боев М.В. 79
Бокай К.А. 315
Борисов И.М. 313
Борисов П.С. 172
Борисов Ю.И. 297
Бочаров А.Ю. 72, 108
Брагинский Л.А. 317
Брагинский Л.С. 80, 81
Бричкин А.С. 228, 229, 241
Брусникова А.А. 86
Будаговский И.А. 45
Буданцев М.В. 95
Будкин Г.В. 173
Булгаков К.А. 13, 28
Буравлев А.Д. 281
Бурдов В.А. 153
Бурдыкин М.С. 290
Бурмистров И.С. 74, 316
Буров А.С. 271
Бурункова Ю.Э. 97
Бутылкин В.С. 255
Бушуйкин П.А. 139

В

Вакулов З.Е. 46
Вальков А.В. 174
Ваньков А.Б. 102
Варавин В.С. 59, 201
Василенко А.П. 209
Васильев А.А. 41
Васильев А.Л. 237
Васильев А.П. 265, 274
Васильев В.И. 50
Васильев Д.М. 237
Васильев Р.Б. 113, 131, 154
Васильевский И.С. 124, 290
Вдовин В.И. 249, 277
Ведь М.В. 92, 189
Вейшторт Г.П. 155, 265
Венглинская С.А. 230
Вербус В.А. 250, 261
Веретенников А.И. 106, 265
Виниченко А.Н. 124, 290
Винниченко М.Я. 99, 100
Виноградов С.Л. 275
Вихрова О.В. 92
Волков В.А. 82
Волков С.Д. 299
Волкова Л.С. 47, 51
Володин В.А. 60
Волошин Б.В. 20, 58
Воронов В.А. 14, 32
Воропаев К.О. 288
Ворсин О. 256
Врубель И.И. 282, 291, 307
Вяткин Е.С. 245
Вячеславова Е.А. 44

Г

Гавриленко В.И. 259, 276
Гаврилов А.А. 213
Гаврилов С.А. 47, 51
Гаврищук Е.Е. 200
Гагарина А.Ю. 48
Гагис Г.С. 50
Гайдук А.Е. 113, 135
Гайдученко И.А. 54, 215, 221, 286
Галеева А.В. 15, 38, 328
Галиев Р.Р. 273, 297
Галимов А.И. 155, 254, 265
Галиуллин А.А. 49, 313
Гальперин Ю.М. 93

Ганичев С.Д. 78
Гапонов М.С. 230
Гарабов Д.В. 297
Гасникова К.А. 11, 225
Гварамия А.Г. 207
Гензе И.Ю. 272, 277
Гердт А.Д. 294
Герштейн Я.А. 83
Гилинский А.М. 272, 277, 280
Гинзбург Н.С. 259
Гиппиус Н.А. 181, 246
Гисматулин А.А. 111
Гладилин А.А. 25, 200
Гладышев А.Г. 282, 288, 291, 307
Глазов М.М. 226, 227, 240, 243
Глинский И.А. 219
Голеницкий К.Ю. 16
Головатенко А.А. 128, 156, 165, 167, 176, 184
Голуб Л.Е. 78
Голубинский В.П. 177
Голышков Г.М. 228, 229, 241
Гольцман Г.Н. 54, 215, 286
Голяшов В.А. 29, 42, 65, 182, 315, 319, 323, 325, 326, 327
Горай Л.И. 281
Горбацевич А.А. 269
Горбенко И.В. 84, 126, 139
Горбунов А.В. 85
Гордеева А.Б. 17, 50
Горелкина Т.Д. 247
Горкин Д.Н. 207
Горшков А.П. 145
Горшков Д.В. 42
Горшунов Б.П. 25
Горячкина Е.Ю. 109, 130
Гостищев П.А. 32
Грень Д.Д. 13, 18
Григорян К.К. 226
Гридчин В.О. 56, 88, 268, 278
Гриценко В.А. 111
Гришин А.Е. 55, 279, 298, 302, 308
Гришин Н.А. 301
Гришин Т.С. 47, 51
Громов Д.Г. 47, 51
Груздев Н.Б. 124
Гудина С.В. 86, 119, 124
Гудков В.В. 30, 194, 196
Гудовских А.С. 44
Гуленков В.Е. 35
Гуляев Д.В. 157, 158, 272, 277, 280, 303
Гулямова Э.С. 25
Гуняга А.А. 87
Гурин А.С. 206
Гусев Г.М. 101
Гусев Н.С. 259
Гусихин П.А. 139, 150
Гуськов А.А. 230
Гутаковский А.К. 249, 277
Гуткин Г.М. 16
Гущина Е.В. 17, 50

Д

Давыдов А.Б. 27
Давыдов В.Ю. 225, 283
Давыдов М.Н. 175
Давыдовская К.С. 198
Даутов А.М. 62, 88, 278
Дашевский З.М. 54, 286
Дашков А.С. 281
Дворецкая Л.Н. 56, 113, 135
Дворецкий С.А. 59, 109, 130, 146, 201, 304, 328
Двуреченский А.В. 60, 249, 252
Девизорова Ж.А. 115
Девятов Э.В. 314
Деменев А.А. 181
Дементьев П.А. 64
Демидов Е.В. 261, 293

Дерябин А.С. 209, 305
Дерягин А.Г. 282, 291
Дерягин Н.Г. 282, 291
Дерягин Н.Н. 307
Дёмина П.Б. 91, 92
Джикирба К.Р. 89, 213
Джиоев Р.И. 175
Дирко В.В. 256
Дмитриев Д.В. 272, 277, 280
Дмитриева О.А. 248
Долженко Д.Е. 15, 38, 328
Дорожкин С.И. 90
Дорофеев Д.Ю. 28
Дорофеев С.Г. 207
Дорохин М.В. 91, 92, 189
Драгунов И.Е. 107
Дричко И.Л. 93
Дроздов М.Н. 293
Дубинов А.А. 75, 109, 130, 141, 149, 259
Дубков С.В. 47, 51
Дубовая А.Р. 284
Дубровский В.Г. 62, 88
Дуда Т.А. 258
Дудин А.А. 47, 51
Дурнев М.В. 87, 231
Духан Д.Д. 43, 66, 103
Дьяков С.А. 246, 250, 257, 263
Дюделев В.В. 259, 282, 291, 307

Е

Егоров А.Ю. 259, 282, 288, 291, 307
Егоров Д.А. 94, 127
Егорова Е.Д. 259
Ежевский А.А. 293
Екимов Е.А. 36, 202
Елесин А.Г. 59, 201
Елисеев И.А. 225, 283
Емельянов Е.А. 144
Еналдиев В.В. 232, 233
Еремеев С.В. 29, 65, 267, 326
Ерёменко М.М. 43, 66, 67, 103
Ерошенко Г.Н. 114, 143, 284
Ерыженков А.В. 329
Естюнин Д.А. 315, 319, 326

Ж

Жаркова Е.В. 83
Жданов Е.Ю. 94, 95, 122, 127, 132, 325
Жевстовских И.В. 19, 30, 31, 196
Желудкевич А.Л. 185, 187, 310
Жерлицын С.В. 30
Живетеев К.В. 25
Живулько А.М. 185, 187, 310
Живулько В.Д. 249
Жидков Н.С. 83
Жидяев К.С. 285
Жилицкий В.Е. 52
Жиляков В.Л. 176
Жмудь Б.А. 273
Жуков А.Е. 289
Жуков Е.А. 164, 179
Жукова Е.С. 25

З

Заболотных А.А. 96, 120, 216, 223
Завертяев М.В. 26
Загороднев И.В. 129, 216, 233
Загуменный А.И. 26
Задиранов Ю.М. 265
Зазымкина Д.А. 197, 202
Зайцев К.И. 297
Зайцев-Зотов С.В. 138, 318
Закиров Е.Р. 277
Запасский В.С. 186
Запруднов Н.А. 188
Зарезин А.М. 116
Захаров В.Е. 249, 250, 261
Здоровейщев А.В. 91, 92

Зедоми Т.Э. 97
Зеленский Г.В. 54
Зибинский А.Л. 159
Зиновьев В.А. 60, 249, 260
Зиновьева А.Ф. 60, 249, 260
Зубков В.И. 208
Зыбцев С.Г. 21, 123, 237, 238
Зюзин В.А. 177
Заболотных А.А. 96, 120, 216, 223
Завертяев М.В. 26
Загороднев И.В. 129, 216, 233
Загуменный А.И. 26
Задиранов Ю.М. 265
Зазымкина Д.А. 197, 202
Зайцев К.И. 297
Зайцев-Зотов С.В. 138, 318
Закиров Е.Р. 277
Запасский В.С. 186
Запруднов Н.А. 188
Зарезин А.М. 116
Захаров В.Е. 249, 250, 261
Здоровейщев А.В. 91, 92
Зедоми Т.Э. 97
Зеленский Г.В. 54
Зибинский А.Л. 159
Зиновьев В.А. 60, 249, 260
Зиновьева А.Ф. 60, 249, 260
Зубков В.И. 208
Зыбцев С.Г. 21, 123, 237, 238
Зюзин В.А. 177

И

Иванов А.А. 147
Иванов А.И. 296
Иванов К.А. 289
Ивченко В.С. 53
Ивченко Е.Л. 161, 168
Игнатьев И.В. 22, 152, 160
Иевлева В.А. 235
Измайлов Р.И. 54, 215, 286
Иконников А.В. 98, 110, 219, 273, 328
Иконников В.Б. 200
Ильинская Н.Д. 289
Ильичев Н.Н. 25, 200
Илькив И.В. 62
Илькив И.В.. 57
Иорш И.В. 121
Ищенко Д.В. 311, 325, 327

К

Кавеев А.К. 140
Кавокин К.В. 12, 175
Казаков А.С. 211, 223, 251
Казанцев Д.В. 53
Казанцев Д.М. 42, 63
Казанцева Е.А. 53
Казанцева Н.В. 123
Калантаевский И.Э. 247
Каленков С.Г. 205
Каленов Д.С. 255
Калентьева И.Л. 92
Калиничев А.А. 57, 278
Калинников М.А. 24
Калиновский В.С. 222
Калинушкин В.П. 25, 200
Калитухо И.В. 165
Калюжный Н.А. 50
Калябин Д.В. 216
Каменская Т.А. 234
Капаев В.В. 269
Капогузов К.Е. 20
Капралов К.Н. 108, 133
Капустин А.А. 90
Караулов Д.А. 99, 100
Карачинский Л.Я. 282, 288, 291, 307
Карлин М.В. 294
Катков Д.С. 316
Катренко В. 256
Кацюба А.В. 60, 260
Качоровский В.Ю. 84, 118, 126, 139, 322

Кашин В.В. 239
Кащенко М.А. 83, 108, 221
Квон З.Д. 101, 105, 317
Кибис О.В. 79
Кириенко В.В. 252, 325
Кириленко Д.А. 57
Кириченко Д.В. 43, 66, 67
Киселев К. 113
Кичай В.Н. 20, 58
Клековкин А.В. 27, 114, 143, 284
Климко Г.В. 64, 106, 265
Климовских И.И. 326
Клоков А.Ю. 21, 143, 235
Кобцев Д.М. 54, 286
Ковалев В.М. 101
Ковалюк В.В. 54, 286
Ковач Я.Н. 274, 288
Когновицкая Е.А. 282, 291, 307
Козлов В.А. 26
Козлов В.О. 186
Козлов Г.Г. 186
Козлов И.И. 178
Козловский В.В. 198, 199
Козодаев Д.А.. 48
Козырев Н.В. 178, 179
Кокурин И.А. 180
Колесников А.В. 209, 305
Колесов В.В. 239
Колобкова Е.В. 22, 152, 160, 164, 176, 190
Колосовский Е.А. 280
Колотаева Е.Е. 79
Колпаков М.А. 131
Комков О.С. 146, 281
Комонов А.И. 58
Кон И.А. 318
Конаков А.А. 166
Кондратов М.И. 55, 279, 298, 301, 302, 308
Контрош Е.В. 222
Коптев Е.С. 325
Коптева Н.Е. 190
Копчинский И.Д. 287
Копытов П.Е. 288
Кореев А.С. 102
Коробейников И.В. 19
Коростелин Ю.В. 30, 196
Коротченков А.В. 253
Корякин А.А. 56
Косинова М.Л. 20
Костромин Н.А. 281
Котляр К.П. 56, 62, 88, 278
Котова Л.В. 97, 161, 162
Кох К.А. 315, 319
Коханенко А.П. 256
Кочерешко В.П. 97, 161, 162
Кочиев М.В. 234
Кощей Б.В. 83
Кравцов В.А. 121, 225, 247
Краев С.А. 261, 304
Крайнов И.В. 155, 163, 254, 322
Крамущенко Д.Д. 206
Красильник З.Ф. 24, 293
Красильникова Л.В. 293
Крафтмахер Г.А. 255
Кривенко И.С. 236
Кривецкий В.В. 299
Кривобок В.С. 27, 36, 114, 143, 197, 202, 284
Кристовский К.Г. 328
Криштопенко С.С. 98
Крупенин В.А. 204
Крыжановская Н.В. 66, 103, 289
Кугаевский А.Д. 66, 103
Кудрявцев К.Е. 24, 141, 149
Кузнецов С.А. 258
Кузнецов Ю.М. 91
Кузнецова И.Е. 239
Кузнецова М.С. 22, 152, 160, 164, 190
Кузнецова Я.А. 165

Кузьменков А.Г. 265, 274
Кузьменкова Н.А. 274
Кукенов О. 256
Кукушкин И.В. 89, 116, 150, 171, 191, 211, 212, 213, 223, 251
Кулагина М.М. 265
Кулаковский В.Д. 181
Кулебякина Е.В. 164
Кулик Л.В. 85, 104
Кумар Н. 134, 326
Кунцевич А.Ю. 49, 53, 72, 110, 234, 235, 313
Курашкин С.В. 200
Курмачев Д.А. 105
Куртина Д.А. 154
Кусакина Д.Д. 204
Кусраев Ю.Г. 165, 175, 178, 179, 184
Кустов Д.А. 29, 42, 182
Кучинов Д.А. 152
Кучинский В.И. 282, 291, 307
Кырова Е.Д. 327
Кытин В.Г. 290

Л

Лавров С.Д. 230
Лаврухин Д.В. 297
Ладугин М.А. 282, 291, 302, 307
Лазаренко П.И. 45
Лактаев И.Д. 207
Лакунцова О.Е. 106, 265
Ларионов А.В. 104
Латипов Е.В. 47
Латышев А.В. 113, 258
Лебедев А.А. 198, 199
Лебедев А.И. 154
Лебедев М.В. 64
Левин А.Д. 101
Левинштейн М.Е. 198
Леденцов Н.Н. 6
Лендяшова В.В. 57, 88, 268, 278
Леппенен Н.В. 168
Литвиненко Д.Н. 23
Литвинов М.А. 294
Литвяк В.М. 12
Литовский Л.Я. 290
Литун Я.Б. 72
Лобанов Д.Н. 24
Логунов М.В. 266
Лозовой К.А. 256
Лончаков А.Т. 125, 312, 326
Лосев С.Н. 282, 291, 307
Лошкарев И.Д. 60, 209, 303, 305
Лукманова Р.М. 318
Лысенко Н.И. 20
Львова Т.В. 64
Любчанский И.Л. 107
Лютецкий А.В. 282, 291, 307
Ляшенко А.А. 217

М

Мажукина К.А. 109, 130, 141, 149, 259, 304
Мазалецкий Л.А. 266
Мазуренко И.М. 108
Майдебура Я.Е. 190
Майер К. 256
Макаренко И.В. 17
Макаров С. 11
Макаров С.Н. 59, 201
Макарова Т.П. 315, 319
Макеев Р.В. 329
Максимов А.А. 320
Максимова А.А. 44
Малевич В.Л. 222
Малеев Н.А. 265, 274
Маликов Р.О. 257
Малин Т.В. 203, 271
Малышева Е.И. 189
Мамедов Н.Т. 320
Мансуров В.Г. 271

Манцевич В.Н. 131, 144, 168, 236
Манцуров Н.Д. 58
Мармалюк А.А. 282, 291, 302, 307
Мартовицкий В.П. 237
Марчий М.Н. 274
Маскаева Л.Н. 69
Матвеев А.А. 174, 216
Матиенко Д.А. 49, 53, 110
Матюшкин Я.Е. 108
Махмудиан М.М. 111
Махмудпур А. 11
Махов И.С. 66, 103, 289
Машинский К.В. 112
Мельниченко И.А. 88
Меньшов В.Н. 324
Милахин Д.С. 203, 271
Милёхин А.Г. 113, 134, 135, 258
Милёхин И.А. 113, 134, 135, 258
Милюшин Д.М. 20
Минаев И.И. 27, 114, 143, 284
Минакова В.Е. 138, 318
Минив Д.В. 140
Минчукова О.Ф. 185, 187
Миронов С.А. 25, 200
Михайленко Н.О. 165, 184
Михайлов А.Н. 261
Михайлов Д.А. 282, 291, 307
Михайлов Н.Н. 59, 86, 101, 105, 109, 130, 141, 146, 149, 201, 259, 304, 328
Михайлов О.П. 44
Михайлов П.О. 292
Моисеенко И.М. 115
Молдавская М.Д. 78
Морозов А.А. 116
Морозов А.Д. 108
Морозов М.Ю. 117
Морозов С.В. 109, 130, 139, 140, 141, 149, 150, 259, 304
Морозова Е.Е. 139, 259, 261
Морозова Н.В. 19
Мудрый А.В. 249
Муравьев В.М. 89, 96, 115, 116, 139, 150, 211, 212, 223, 251
Муратов А.В. 27
Мустафин И.А. 222
Мутилин С.В. 20, 58
Мухин И.С. 113, 135, 140, 268
Мыза А.С. 26
Мыльников В.Ю. 118, 282, 291, 307
Мынбаев К.Д. 146
Мясоедов А.В. 106

Н

Назаркина Ю.В. 47
Намозов Б.Р. 175, 178, 179
Нащёкин А.В. 17
Неверов В.Н. 86, 119, 124
Недоспасов И.А. 239
Некрасов С.В. 165, 184
Нельсон Д.К. 50
Ненашев А.В. 60, 311, 321, 325
Никитенко В.Р. 23, 35
Никитин А.А. 282, 307
Никитин М.В. 21, 123, 237, 238, 239
Никитинский О.С. 310
Никитов С.А. 174, 216
Никифоров А.И. 209, 305
Николаев А.Е. 147, 198
Николаев В.И. 41
Николаев Г.А. 171, 191
Николаев Д.Н. 55
Николаев С.Н. 36, 114, 197, 202, 284
Никонов А.В. 120
Ниязов Р.А. 322
Новиков А.В. 24, 191, 250, 260, 261, 262, 263, 293
Новиков И.И. 282, 288, 291, 307
Новиков С.А. 294
Новикова К.Н. 268

Новоселов К. 221

О

Образцова А.А. 289
Овешников Л.Н. 27
Ольшанецкий Е.Б. 101
Орехов Д.К. 29
Орлов О.В. 171, 191, 213
Ормонт М.А. 217
Осинных И.В. 203
Осколкова Т.О. 121
Осоченко Г.В. 283

П

Павлов А.Ю. 273, 297
Павлова А.Ю. 69
Пазгалев А.С. 274
Панкратов А.Л. 293
Панкратов С.А. 204
Панфилов А.С. 145
Папылев Д.С. 282, 291, 307
Парфенов М.В. 316
Паршина Н.В. 46
Паулкина Я.Н. 304
Пахомова А.А. 13, 28
Пашкеев Д.А. 114
Пежемский А.Н. 13, 18
Перетокин А.В. 262, 263
Пестовский Н.В. 26, 61
Петров С.И. 294
Петрушков М.О. 144, 272
Петухов Н.А. 160
Петякин Н.В. 296
Петякина А.С. 323
Пивоварова А.А. 289
Пилипенко Е.А. 107
Пирогов Е.В. 281
Пихтин А.Е. 301
Пихтин Н.А. 55, 279, 282, 291, 298, 302, 307, 308
Платонова М.Ю. 154
Погосов А.Г. 94, 95, 122, 127, 132, 242
Подгаецкий К.А. 282, 291, 307
Подопригора В.В. 282, 307
Подоскин А.А. 298, 301, 302, 308
Подшивайлов Э.А. 113
Поздеев В.А. 44, 57
Поздин А.В. 69
Позднякова В.И. 214
Покровский В.Я. 21, 123, 237, 238, 239
Поленок Е.Д. 264, 267
Полищук О.В. 115, 142
Поляков А.Я. 41
Понкратова Д.В. 233
Пономарев Д.С. 297
Пономарев С.А. 303
Попов А.А. 266, 287
Попов В.В. 112, 117, 142
Попов В.Г. 218
Попов В.П. 52
Попов М.Е. 88, 225
Попов М.Р. 69
Попов С.Д. 124, 125, 312
Попова О.Г. 215
Поташин С.О. 126
Похабов Д.А. 94, 95, 122, 127, 132
Пошакинский А.В. 183
Прасолов Н.Д. 106
Преображенский В.В. 144, 264, 267, 272
Преснов Д.Е. 204
Протасов Д.Ю. 203
Прудкогляд В.А. 72
Пряничников С.В. 125, 312
Пугачев М.В. 235
Путято М.А. 144, 264, 267, 272
Пушкарёв С.С. 219

Р

Рагоза М.Д. 165, 184

Разова А.А. 141, 149, 259, 304
Рахлин М.В. 155, 254, 265
Ревин А.А. 166
Ревин Л.С. 293
Резник Р.Р. 57, 62, 278
Ремесник В.Г. 59, 201
Ризаев А.Э. 298, 301, 302, 308
Римский Г.С. 185, 187, 310
Родин П.Б. 220
Родина А.В. 128, 156, 167, 169
Родионов Д.А. 129, 216
Родякина Е.Е. 250, 258, 260, 261, 262, 263
Рожанский И.В. 193
Рожков А.В. 220
Рожков С.А. 29, 42, 63, 182
Романова О.Б. 185, 187, 310
Румянцев В.В. 109, 130, 141, 149, 259, 304
Русецкий В.С. 29, 42, 182
Русинов И.П. 324
Русских К.И. 156, 167
Рыжов И.И. 186
Рябцева М.В. 18

С

Савин Д.В. 200
Савин К.А. 114, 284
Савинов С.Ю. 26, 61
Савченко Г.С. 208
Сагитова А.С. 299
Саитов Ш.Р. 131
Салангина Е.В. 134
Салахова Н.С. 246
Салий Р.А. 50
Салий Ю.А. 265
Салтыкова Д.Ю. 238, 239
Самарин С.С. 218
Самарцев И.В. 285, 300
Сандаков Н.С. 119, 124
Саранин Д.С. 13, 14, 18, 28, 32
Саркисян А.А. 99, 100
Сарыпов Д.И. 95, 122, 132
Сарычев М.Н. 19, 30, 31, 196
Сафин А.Р. 174, 216
Сахаров А.В. 147
Свинцов Д.А. 77, 108, 115, 133, 148, 221
Свиридов Д.Е. 114
Свит К.А. 158
Свяховский С.Е. 207
Сегаль Г.В. 32
Седова И.В. 64, 106, 179, 265
Селезнев В.А. 20, 58
Семенов А.Н. 106
Семенова Л.Е. 33, 34
Семенова О.И. 19, 31
Семенюк Ю.А. 107
Семина М.А. 240
Семягин Б.Р. 144, 264, 267
Сергеев О.С. 18, 32
Серов Ю.М. 155, 265
Сёмкин В.А. 108
Силкин В.М. 267
Симаков В.А. 302
Ситников М.Н. 37, 185, 187, 310
Ситников С.В. 293
Скворцова А.А. 205
Скоморохов А.М. 206
Скориков М.Л. 164
Слипченко С.О. 55, 279, 282, 291, 298, 301, 302, 307, 308
Слободнюк А.С. 220
Смагина Ж.В. 52, 249, 250, 260, 261
Смаев М.П. 45
Смирнов А.М. 131, 207
Смирнов В.А.. 46
Смирнов Д.С. 159, 168, 190, 231, 236
Смирнов И.А. 186
Смирнов И.Ю. 93

Смирнова И.А. 220
Смирнова О.О. 169
Смолина Е.О. 262
Смольников М.И. 69
Смородин К. 256
Снегирев А.В. 101
Соболев М.С. 281
Соколов Л.В. 209, 305
Соколов Т.А. 98
Соколовский Г.С. 259, 282, 291, 307
Соловова Н.Ю. 65
Соловьев В.В. 213
Солодовник М.С. 43, 66, 67, 103
Солодовник Н.Е. 43, 66, 67, 103
Соломникова А.В. 208
Сорокин С.В. 64, 106, 179, 265
Сотничук М.К. 98
Спесивцев Е.В. 52, 60
Спивак Ю.М. 48
Спирина А.А. 68
Старченко Г.О. 294
Степина Н.П. 311, 325, 326, 327
Степихова М.В. 260, 262, 263
Стрельчук А.М. 198, 199
Ступак М.Ф. 59, 201
Суетин Н.В. 7
Супрун С.П. 327
Суслов А.В. 93
Суханов М.А. 303
Сухих А.С. 327
Сухих Т.С. 19

Т

Таврунова Н.Ю. 196
Талалаев В.Г. 57
Тараненко А.В. 113, 134, 135
Тарасенко С.А. 136, 245
Тарасов А.В. 326, 329
Тарасов В.Е. 97
Тартаковский И.И. 320
Темиров А.С. 41
Терентьев А.В. 25
Терехов Д.Ю. 45
Терещенко О.Е. 29, 42, 63, 65, 182, 311, 315, 319, 323, 325, 326, 327
Теруков Е.И. 17
Тетельбаум Д.И. 261
Тимашов Р.А. 41
Титова Е.И. 83, 215, 221
Титова М.И. 83, 215, 221
Титченко А. 221
Титченко А.Н. 215
Тиходеев С.Г. 248, 257
Тихонов Е.С. 293
Ткаченко В.А. 137
Ткаченко О.А. 137
Томинов Р.В. 46
Торопин А.В. 35
Торопов А.А. 155, 254, 265
Третьяков Р.Е. 193
Трифонов А.С. 204, 292
Трошков С.И. 265
Трунькин И.Н. 237
Трухин В.Н. 222
Трушин О.С. 266
Тумашев В.С. 135, 258
Туморин В.В. 25
Туруткин К.В. 124
Турцев Е.С. 209
Тюменцев М.М. 138

У

Уваров А.В. 44
Уваров О.В. 25, 200
Удод Л.В. 185, 187, 310
Усманов И.И. 36, 202
Уткин Д.Е. 252
Уточкин В.В. 109, 130, 141, 149, 259, 304

Ушаков Д.В. 273
Ушанов В.И. 264, 267

Ф

Фадеев М.А. 139, 140, 141, 149, 150, 259, 304
Фань С. 222
Фатеев Д.В. 112, 117, 142
Фаттахов И.С. 266
Федина Л.И. 249
Федоров А.С. 266
Федосенко Е.В. 327
Федосов И.С. 289
Федотов Н.И. 138
Федотова Я.В. 191
Феклистова А.А. 32
Фельде А.А. 27
Фёдоров В.В. 135, 140
Филянина М.В. 315
Фирсов Д.А. 99, 100
Фирсов Д.Д. 146
Фишер П.С. 255
Фоминых Н.А. 289
Фомичев С.А. 153
Фрадкин И.М. 246
Французов П.А. 113
Фрицлер К.Б. 209, 305
Фролов А.С. 315
Фролов Д.А. 144
Фролов Н.Ю. 21, 143, 235
Фурасова А. 11

Х

Хабибуллин Р.А. 219, 273, 297, 306
Хазанова С.В. 145
Ханас А.Р. 83
Харин Н.Ю. 99, 100
Харьков А.М. 37, 310
Хахулин С.А. 146, 281
Хейфец С.С. 32
Хисамеева А.Р. 171, 191
Хомицкий Д.В. 188, 189
Хохлов Д.Р. 15, 38, 98, 328
Храпай В.С. 293
Хребтов А.И. 62
Худайбердиев Д. 89

Ц

Царев А.В. 280
Цацульников А.Ф. 147
Цхай В.С. 26
Цырлин Г.Э. 56, 57, 62, 88, 268, 278

Ч

Чалдышев В.В. 147, 264, 267
Чарикова Т.Б. 69
Чебохин М.М. 266
Чегнов В.П. 25
Черемных Н.А. 37, 310
Черненко А.В. 228, 229, 241
Чернов А.И. 113
Чернов М.Ю. 15, 38
Чернопицский М.А. 27, 202
Черотченко Е.Д. 282, 291, 307
Честнов И.Ю. 121
Чигинева А.Б. 285
Чиглинцев Э.О. 113
Чистохин И.Б. 272, 277, 305
Чистяков Д.В. 282, 291, 307
Чмырь С.Н. 15, 38, 328
Чулков Е.В. 324
Чуманов И.В. 146
Чуприн И.А. 262

Ш

Шабанов А.В. 148
Шабанов Г. 256
Шагалов Н.А. 287
Шайблер Г.Э. 29, 42, 63, 182
Шалеев М.В. 250, 261, 262, 263, 293

Шамахов В.В. 55, 279
Шамирзаев Т.С. 144, 165, 182, 190
Шандыба Н.А. 43, 66, 67, 103
Шапенков С.В. 41
Шарков А.И. 21, 143, 235
Шаров В.А. 103, 268, 278
Шаров С.А. 260
Шарофидинов Ш.Ш. 56
Шашкин И.С. 301
Шварц Н.Л. 68
Шевырин А.А. 94, 122, 127, 132, 242
Шеин К. 221
Шеин К.В. 215
Шелушинина Н.Г. 86, 119
Шенгуров Д.В. 139, 250, 259, 260, 261, 262, 263, 304
Шенцев А.М. 226
Шербакова Д.А. 258
Шеховцов А.С. 209
Шикин А.М. 315, 319, 326, 329
Шинко И.С. 211, 223, 251
Шишкова Ю.Е. 41
Шкляев А.А. 132
Шмырин Д.А. 293
Шорохов В.В. 204, 287, 292
Штром И.В. 56
Шубин Н.М. 269
Шубина Т.В. 155, 254, 265
Шубник А.А. 121
Шуваев А. 89
Шуваев А.М. 150
Шугабаев Т.М. 57, 88, 268, 278
Шульман А.Я. 70, 71
Шумилин А.В. 311, 325
Шуплецов А.В. 72
Шустин М.С. 74
Шушканов И.В. 298, 301, 302, 308

Щ

Щеглов Д.В. 293
Щеглов М.П. 50
Щемеров И.В. 41
Щепетильников А.В. 171, 191, 213

Э

Эль-Хадж Л.А. 45
Энтин М.В. 80, 81, 101, 111, 317

Ю

Югова И.А. 176
Юдсон В.И. 39
Юнин П.А. 24
Юрасов Д.В. 191, 250, 261, 263, 293
Юрьев В.А. 25, 200

Я

Яблонский А.Н. 249, 250, 261, 289
Яговкина М.А. 264
Якимов А.И. 252
Яковкина Л.В. 20, 58
Яковлев Д.Р. 8, 144, 164, 176, 179, 190
Яковлев З.А. 243
Якунин М.В. 125, 312
Янцер А.А. 139, 140, 141, 149, 150, 259, 304
Яроцкая И.В. 282, 291, 307
Ярошевич А.С. 317
Ярчук Э.Я. 44

B

Bayer M. 144, 190

C

Chitta V.A. 101
Consejo C. 98

J

Jouault B. 98

K

Koo Y. 121

Kurtash V.A. 283

P

Panciera F. 62

Park K.-D. 121

R

Rodriguez J.-B. 98

T

Teppe F. 98

Tournié E. 98

Содержание

Пленарные доклады

Леденцов Н.Н.
Вертикально-излучающие лазеры: состояние и перспективы 6

Суетин Н.В.
Искусственный интеллект в науке: инструменты, подходы и трансформация исследовательских практик 7

Яковлев Д.Р.
Спиновая физика перовскитных полупроводников 8

Секция 1. Объемные полупроводники, перовскиты, органические полупроводники

Авдеев И.Д.
Модель Китинга поля валентных сил для ионных кристаллов халькогенидов свинца 10

Алексеев П.А., Махмудпур А., Гасникова К.А., Фурасова А., Макаров С.
Наномемристор на основе галогенидного перовскита 11

Бажин П.С., Литвяк В.М., Кавокин К.В.
Определение ядерных локальных полей в GaAs:Mn при разной степени поляризации электронов 12

Булгаков К.А., Пахомова А.А., Грень Д.Д., Пежемский А.Н., Саранин Д.С.
Повышение прозрачности перовскитных ячеек во VNIR диапазоне для тандемных ФЭП с гетероструктурным кремнием 13

Воронов В.А., Саранин Д.С.
Применение покрытий ДМД в качестве полупрозрачных электродов для ПСЭ 14

Галеева А.В., Чмырь С.Н., Артамкин А.И., Долженко Д.Е., Чернов М.Ю., Хохлов Д.Р.
Микроволновая фотопроводимость в условиях слабой локализации в гетероструктурах на основе $Al_xGa_{1-x}As$:Si 15

Голеницкий К.Ю., Гуткин Г.М., Аверкиев Н.С.
Генерация поверхностных волн на второй гармонике в анизотропных полупроводниках с центром инверсии 16

Гордеева А.Б., Макаренко И.В., Нащёкин А.В., Гущина Е.В., Теруков Е.И.
Влияние свойств поверхности подложки на рост кристаллитов фталоцианина меди CuPc 17

Грень Д.Д., Пежемский А.Н., Сергеев О.С., Рябцева М.В., Саранин Д.С.
Перовскитные солнечные модули на радиационно-стойких подложках для применения в космосе 18

Жевстовских И.В., Морозова Н.В., Коробейников И.В., Сарычев М.Н., Сухих Т.С., Семенова О.И.
Эффекты квазигидростатического давления в электрических и оптических свойствах галогенидных перовскитов 19

Капогузов К.Е., Мутилин С.В., Милюшин Д.М., Волошин Б.В., Лысенко Н.И., Кичай В.Н., Яковкина Л.В., Белая С.В, Косинова М.Л., Селезнев В.А.
Нанопереключатели на основе VO_2 для энергоэффективных нейроморфных вычислений 20

Клоков А.Ю., Фролов Н.Ю., Шарков А.И., Покровский В.Я., Никитин М.В., Зыбцев С.Г.
Применение фемтосекундной оптической методики накачка-зондирование для исследования анизотропии упругих свойств ленточных вискеров NbS_3 21

Кузнецова М.С., Батаев М.Н., Игнатьев И.В., Колобкова Е.В.
Нелинейные эффекты при двухфотонном возбуждении фотолюминесценции нанокристаллов перовскита $CsPbX_3$, внедрённых в стеклянную матрицу 22

Литвиненко Д.Н., Никитенко В.Р.
Разделение геминальной пары в органических полупроводниках: моделирование методом Монте-Карло 23

Лобанов Д.Н., Калинников М.А., Кудрявцев К.Е., Андреев Б.А., Юнин П.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф.
Структурные и оптические свойства слоев InGaN для нитридной оптоэлектроники красного диапазона 24

Калинушкин В.П., **Миронов С.А.,** Гладилин А.А., Уваров О.В., Юрьев В.А., Ильичев Н.Н., Туморин В.В., Гулямова Э.С., Чегнов В.П., Горшунов Б.П., Жукова Е.С., Живетеев К.В., Терентьев А.В.
Исследование влияния подсветок в видимом диапазоне на со-противление, терагерцовое поглощение кристаллов $ZnSe:Fe^{2+}$ и время жизни верхнего лазерного уровня 5T2 иона Fe^{2+} 25

Завертяев М.В., Загуменный А.И., Козлов В.А., **Мыза А.С.**, Пестовский Н.В., Савинов С.Ю., Цхай В.С.
Люминесцентные и оптические характеристики кристалла Lu_2SiO_5:Ce, выращенного в атмосфере молекул N_2 26

Овешников Л.Н., Фельде А.А., Муратов А.В., Давыдов А.Б., Чернопицский М.А., Минаев И.И., Клековкин А.В., Кривобок В.С.
Учёт вырождения зон при количественном анализе гальваномагнитных свойств и оптических спектров в терагерцовой области подложек p-GaSb 27

Пахомова А.А., Булгаков К.А., Дорофеев Д.Ю., Саранин Д.С.
Модификация широкозонного перовскита для интеграции в высокоэффективные тандемные структуры с кремнием 28

Рожков С.А., Бакин В.В., Еремеев С.В., Русецкий В.С., Голяшов В.А., Кустов Д.А., Орехов Д.К., Шайблер Г.Э., Альперович В.Л., Терещенко О.Е.
Определение зонной структуры Na2KSb: фотоэмиссионная спектроскопия и расчеты из первых принципов 29

Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Жерлицын С.В., Коростелин Ю.В., Аверкиев Н.С., Гудков В.В.
Влияние пьезоэлектричества на ян-теллеровский вклад в поглощение ультразвуковых волн в кристалле CdSe:Cr 30

Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Ахатов М.В, Семенова О.И.
Объёмная и приповерхностная рекомбинация носителей заряда в гибридном перовските $CH_3NH_3PbBr_3$ 31

Сегаль Г.В., Воронов В.А., Хейфец С.С., Феклистова А.А., Сергеев О.С., Бадурин И.В., Гостищев П.А., Саранин Д.С.
Масштабирование перовскитных солнечных модулей 32

Семенова Л.Е.
Анализ резонансного рассеяния света на LO фононах при двухфотонном возбуждении в кристалле сульфида кадмия 33

Семенова Л.Е.
Резонансное рассеяние света на 2LO фононах при двухфотонном возбуждении в кристалле CdS 34

Торопин А.В., Гуленков В.Е., Никитенко В.Р.
Универсальный транспортный уровень для теоретического описания прыжкового транспорта в неупорядоченных органических полупроводниках. 35

Николаев С.Н., Кривобок В.С., **Усманов И.И.,** Екимов Е.А.
Исследование кинетики люминесценции слоистого соединения SnS_2:Tm, синтезированного при высоком давлении 36

Черемных Н.А., Ситников М.Н., Харьков А.М., Аплеснин С.С.
ФотоЭДС в твёрдых растворах системы $MnZn_{1-x}CrSb$ 37

Чмырь С.Н., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Артамкин А.И., Чернов М.Ю., Хохлов Д.Р.
Шубниковские осцилляции отрицательного магнитосопротивления и микроволновой фотопроводимости в GaAs:Si 38

Юдсон В.И.
Электронный транспорт в слабо легированных системах 39

Секция 2. Поверхность, пленки, слои

Щемеров И.В., Поляков А.Я., Васильев А.А., **Алексанян Л.А.**, Николаев В.И., Шапенков С.В., Тимашов Р.А., Шишкова Ю.Е., Темиров А.С.
Рост слоев оксида галлия на подложке SiC для уменьшения теплового сопротивления 41

Рожков С.А., Бакин В.В., Русецкий В.С., Горшков Д.В., Кустов Д.А., Казанцев Д.М., Голяшов В.А., Шайблер Г.Э., **Альперович В.Л.,** Терещенко О.Е.
Преломление траекторий электронов на скачке массы при фотоэмиссии из полупроводников 42

Балакирев С.В., Солодовник Н.Е., Шандыба Н.А., Кириченко Д.В., Духан Д.Д., Ерёменко М.М., Солодовник М.С.
Упорядоченные массивы квантовых точек InAs на структурированных поверхностях GaAs (001) и (111) 43

Баранов А.И., Уваров А.В., Вячеславова Е.А., Максимова А.А., Михайлов О.П., Поздеев В.А., Ярчук Э.Я., Гудовских А.С.
Исследование пассивирующих свойств различных оксидов (Al_2O_3, Ga_2O_3, TiO_2, MoO) на развитой поверхности кремния 44

Баранов А.И., Будаговский И.А., Эль-Хадж Л.А., Терехов Д.Ю., Лазаренко П.И., Смаев М.П.
Роль теплопроводности подложки в кристаллизации тонких аморфных пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ векторным лазерным пучком 45

Вакулов З.Е., Богуш И.Ю., Томинов Р.В., Паршина Н.В., Смирнов В.А..
Формирование пленок титаната бария при различном давлении кислорода для нейроморфных применений 46

Волкова Л.С., Гришин Т.С., Латипов Е.В., Дудин А.А., Дубков С.В., Назаркина Ю.В., Громов Д.Г., Гаврилов С.А.
Влияние термообработки на структурное состояние и оптические свойства массивов наностолбиков TiO_2 47

Гагарина А.Ю., Спивак Ю.М., Козодаев Д.А..
Развитие возможностей качественной диагностики кислотных и основных центров Льюиса и Брёнстеда на поверхности твердых тел методами атомно-силовой микроскопии 48

Галиуллин А.А., Матиенко Д.А., Бажанов К.А., Кунцевич А.Ю.
Электрофизические и теплофизические свойства полимерных композитов с графеновыми нанопластинами 49

Гагис Г.С., **Гордеева А.Б.,** Нельсон Д.К., Гущина Е.В., Калюжный Н.А., Салий Р.А., Щеглов М.П., Васильев В.И.
Твердофазное изовалентное замещение элементов V группы в пластинах InP и GaAs с полуизолирующими свойствами 50

Гришин Т.С., Волкова Л.С., Дудин А.А., Дубков С.В., Громов Д.Г., Гаврилов С.А.
Материал-специфические особенности морфологической эволюции массивов наночастиц Au и Ag при низкотемпературном отжиге 51

Жилицкий В.Е., Антонов В.А., Смагина Ж.В., Спесивцев Е.В., Попов В.П.
Импеданс-спектроскопия псевдо-КНИ структур с высокоомными скрытыми TR-HR слоями в низкоомном кремнии 52

Ивченко В.С., Казанцев Д.В., Казанцева Е.А., Матиенко Д.А., Кунцевич А.Ю.
Распространение поверхностных фонон-поляритонов в полярном кристалле SiC в присутствии h-BN 53

Измайлов Р.И., Кобцев Д.М., Зеленский Г.В., Гайдученко И.А., Ковалюк В.В., Дашевский З.М., Гольцман Г.Н.
Разработка и формирование вертикального *p*–*n*-перехода в нанокристаллических плёнках PbTe 54

Кондратов М.И., Шамахов В.В., Слипченко С.О., Гришин А.Е., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А.
Формирование слоёв GaAs на подложке Si методом селективной эпитаксии 55

Корякин А.А., Шарофидинов Ш.Ш., Гридчин В.О., Дворецкая Л.Н., Котляр К.П., Штром И.В., Цырлин Г.Э.
Механизмы фасетирования при селективном росте колончатых микрокристаллов GaN 56

Лендяшова В.В., Талалаев В.Г., Кириленко Д.А., Калиничев А.А., Шугабаев Т.М., Поздеев В.А., Андреева А.С., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э., Илькив И.В..
Светоизлучающие гетероструктуры на основе квантовых точек InAs на темплейтах GaAs/Si(100) 57

Манцуров Н.Д., Мутилин С.В, Комонов А.И., Волошин Б.В., Кичай В.Н., Яковкина Л.В., Селезнев В.А.
Кинетика кристаллообразования диоксида ванадия при отжигах упорядоченных массивов одиночных аморфных наноостровков 58

Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Варавин В.С., Ремесник В.Г., Ступак М.Ф., Макаров С.Н., Елесин А.Г.
Температурная стабильность фотоэлектрических, оптических и структурных свойств HgCdTe множественных квантовых ям 59

Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Кацюба А.В., Володин В.А., **Ненашев А.В.,** Лошкарев И.Д., Спесивцев Е.В., Двуреченский А.В.
Синтез однородного массива нанокристаллов CaSi2, встроенных в слой CaF2 на подложке Si(111) 60

Пестовский Н.В., Савинов С.Ю.
Передача энергии частицам окружающего газа от приповерхностных электронных возбуждений широкозонных материалов 61

Резник Р.Р., Андреева А.С., Даутов А.М., Котляр К.П., Илькив И.В., Хребтов А.И., Panciera F., Дубровский В.Г., Цырлин Г.Э.
Формирование золотых капель в упорядоченных отверстиях в слое SiO_x на поверхности кремния для последующего селективного синтеза III-V нитевидных нанокристаллов 62

Казанцев Д.М., Бакин В.В., **Рожков С.А.,** Шайблер Г.Э., Альперович В.Л., Терещенко О.Е.
Тонкая структура в энергетических распределениях электронов, эмитированных из полупроводников с отрицательным электронным сродством: моделирование Монте-Карло 63

Седова И.В., Львова Т.В., Сорокин С.В., Дементьев П.А., Климко Г.В., Лебедев М.В.
Исследование процесса окисления распределённых брэгговских отражателей $GaAs/Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ 64

Соловова Н.Ю., Голяшов В.А., Еремеев С.В., Терещенко О.Е.
Особенности роста и электронная структура Na2KSb(Cs) фотокатодов 65

Духан Д.Д., Балакирев С.В., Кугаевский А.Д., Солодовник Н.Е., Махов И.С., Еременко М.М., Кириченко Д.В., Шандыба Н.А., Крыжановская Н.В., **Солодовник М.С.**
Исследование процессов формирования КТ InAs/GaAs на структурированных методом капельного травления поверхностях ... 66

Солодовник Н.Е., Кириченко Д.В., Шандыба Н.А., Еременко М.М., Балакирев С.В., Солодовник М.С.
Механизмы локального квазикапельного травления GaAs в точках воздействия фокусированным ионным пучком ... 67

Спирина А.А., Шварц Н.Л.
Влияние направления разориентации подложек GaAs{111} на развитие рельефа поверхности при отжигах (Монте-Карло моделирование) ... 68

Чарикова Т.Б., Павлова А.Ю., Попов М.Р., Поздин А.В., Смольников М.И., Маскаева Л.Н.
Взаимосвязь электрических свойств и фотоэлектрических параметров в пленках сульфида свинца, легированных галогенами ... 69

Шульман А.Я.
К вопросу о «пиннинге» уровня Ферми в полупроводниках ... 70

Шульман А.Я.
Уравнение эффективной массы в двухзонной модели Кэйна и метод огибающих функций ... 71

Шуплецов А.В., Банников М.И., Прудкогляд В.А., Литун Я.Б., Бочаров А.Ю., Кунцевич А.Ю.
Магнитосопротивление и эффект Холла в многослойном CVD графене ... 72

Секция 3. 2D и 1D системы, гетероструктуры, сверхрешетки

Аксенов С.В., Шустин М.С., Бурмистров И.С.
Диссипативное управление откликом в майорановской проволоке ... 74

Алешкин В.Я., Дубинов А.А.
Влияние легирования на оже-рекомбинацию в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe ... 75

Алисултанов З.З.
Зонная структура квазиодномерной планарной топологической сверхрешётки ... 76

Атласов В.Р., Свинцов Д.А.
Термоэлектрические свойства графена в условиях сильного электрон-дырочного рассеяния ... 77

Бельков В.В., Молдавская М.Д., Голуб Л.Е., Ганичев С.Д.
Нелинейный электронный транспорт в теллурене ... 78

Колотаева Е.Е., **Боев М.В.,** Кибис О.В.
Роль межчастичных столкновений в транспортных свойствах двухкомпонентных двумерных электронных систем ... 79

Брагинский Л.С., Энтин М.В.
Теория низкоразмерных двумерных систем с субволновым масштабом ... 80

Брагинский Л.С., Энтин М.В.
Теория поверхностного фототока в гетеропереходах полупроводников в области экситонного поглощения ... 81

Волков В.А.
Размерное квантование геликонов в 2D электронных системах ... 82

Герштейн Я.А., Жаркова Е.В., Титова М.И., Кащенко М.А., Кощей Б.В., Жидков Н.С., Ханас А.Р., Титова Е.И.
Мемристоры на основе гексагонального нитрида бора: влияние дефектов, создаваемых сфокусированным ионным пучком ... 83

Горбенко И.В., Качоровский В.Ю.
Управляемый dc током плазменный кристалл: усиление оптического сигнала и срыв в неустойчивость ... 84

Горбунов А.В., Кулик Л.В.
Фазовая диаграмма магнитоэкситонного конденсата ... 85

Гудина С.В., Брусникова А.А., Неверов В.Н., Шелушинина Н.Г., Михайлов Н.Н.
Критическое поведение проводимости в структуре с двойной квантовой ямой на основе HgTe со слоями критической толщины ... 86

Гуняга А.А., Дурнев М.В.
Орбитальный фотоиндуцированный эффект Фарадея в решётке проводящих дисков ... 87

Даутов А.М., Алексеев П.А., Попов М.Е., Котляр К.П., Лендяшова В.В., Мельниченко И.А., Шугабаев Т.М., Дубровский В.Г., Цырлин Г.Э., Гридчин В.О.
Синтез и свойства III-N наноструктур на Ван-дер-Ваальсовых слоях h-BN ... 88

Джикирба К.Р., Шуваев А., Худайбердиев Д., Астраханцева А.С., Кукушкин И.В., Муравьев В.М.
Плазмонный отклик метаповерхности, созданной решеткой из двумерных электронных полос ... 89

Дорожкин С.И., Капустин А.А.
Гигантское перераспределение электронов в широкой квантовой яме в квантовом пределе по магнитному полю ... 90

Дорохин М.В., Кузнецов Ю.М., Дёмина П.Б., Байдусь Н.В., Здоровейщев А.В.
Влияние размерного квантования на термоэлектрические свойства полупроводников на примере гетероструктур In(Ga)As/GaAs ... 91

Калентьева И.Л., **Дорохин М.В.,** Вихрова О.В., Ведь М.В., Здоровейщев А.В., Демина П.Б.
Магниторезистивные светоизлучающие диоды с углеродным слоем ... 92

Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Гальперин Ю.М., Суслов А.В.
АС-кондактанс в структуре n-InAlSb/InSb/InAlSb. Акустические исследования ... 93

Егоров Д.А., Похабов Д.А., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К., Погосов А.Г.
Измерение температурных зависимостей длины *e-e* рассеяния и релаксации импульса методом магнитной фокусировки ... 94

Жданов Е.Ю., Буданцев М.В., Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Бакаров А.К., Погосов А.Г.
V-образные зануления осцилляций Шубникова–де Гааза в высокоподвижных гетероструктурах GaAs/AlGaAs 95

Заболотных А.А., Муравьев В.М.
Плазменные колебания в 2D электронной системе в форме периодического массива полос 96

Зедоми Т.Э., Котова Л.В., Бурункова Ю.Э., Тарасов В.Е., Кочерешко В.П.
Фото- и термоиндуцированные эффекты оптической перестройки в гибких нанокомпозитах As_2S_3/Au 97

Сотничук М.К., Криштопенко С.С., Соколов Т.А., Consejo C., Jouault B., Rodriguez J.-B., Tournié E., Хохлов Д.Р., Терре F., **Иконников А.В.**
Остаточная фотопроводимость в трехслойных квантовых ямах InAs/GaInSb 98

Караулов Д.А., Харин Н.Ю., Винниченко М.Я., Саркисян А.А., Фирсов Д.А.
Низкотемпературная фотопроводимость квантовых ям GaAs/AlGaAs в терагерцовой области спектра в электрическом пол 99

Харин Н.Ю., **Караулов Д.А.,** Винниченко М.Я., Фирсов Д.А., Саркисян А.А.
Терагерцовая и инфракрасная фотолюминесценция в электрическом поле в квантовых ямах GaAs/AlGaAs 100

Ковалев В.М., Снегирев А.В., Энтин М.В., Квон З.Д, Ольшанецкий Е.Б., Левин А.Д., Chitta V.A., Гусев Г.М., Михайлов Н.Н.
Температурное поведение сопротивления двумерных систем, обусловленное межчастичным рассеянием носителей заряда 101

Кореев А.С., Ваньков А.Б., Бережной П.С.
Спиновая структура двумерных электронных систем в окрестности ν = 1 102

Шандыба Н.А., Духан Д.Д., Махов И.С., Еременко М.М., **Кугаевский А.Д.**, Шаров В.А., Солодовник Н.Е., Крыжановская Н.В., Балакирев С.В., Солодовник М.С.
Влияние режимов роста высокоплотных массивов ННК GaAs на их оптические и структурные свойства 103

Ларионов А.В., **Кулик Л.В.**
Неупругое рассеяние света на возбуждениях лафлиновской жидкости 104

Курмачев Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н.
Аномальные флуктуации кондактанса в мезоскопических проводниках на основе сильно разупорядоченного двумерного полуметалла в квантовых ямах HgTe 105

Лакунцова О.Е., Климко Г.В., Седова И.В., Семенов А.Н., Веретенников А.И., Прасолов Н.Д., Мясоедов А.В., Сорокин С.В.
Гетероструктуры с квантовыми точками InAs/InGaAs и сверхтонким метаморфным буферным слоем для однофотонных источников телекоммуникационного С-диапазона 106

Пилипенко Е.А., Драгунов И.Е., Семенюк Ю.А., Балабан А.В., **Любчанский И.Л.**
Электронные спектры одномерных сверхрешеток со сложной элементарной ячейкой: мультикомпонентные структуры 107

Сёмкин В.А., Капралов К.Н., **Мазуренко И.М.**, Кащенко М.А., Морозов А.Д., Матюшкин Я.Е., Бочаров А.Ю., Свинцов Д.А.
Универсальная реконструктивная поляриметрия с помощью инфракрасных фотодетекторов на основе структур графен-металл 108

Мажукина К.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Уточкин В.В., Горячкина Е.Ю., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В., Румянцев В.В.
Характеристики стимулированного излучения в лазерных структурах с квантовыми ямами CdHgTe/HgCdTe при различных длинах волн оптической накачки 109

Матиенко Д.А., Иконников А.В., Кунцевич А.Ю.
Фотоотклик проводимости CVD-графена в видимом и ближнем ИК диапазонах 110

Махмудиан М.М., Махмудиан М.М., Энтин М.В., Гисматулин А.А., Гриценко В.А.
Кулоновское отталкивание и вигнеровская кристаллизация локализованных электронов в HfO_2 111

Машинский К.В., Фатеев Д.В., Попов В.В.
Зарождение краевого плазмона в графеновом прямоугольнике 112

Милёхин А.Г., Милёхин И.А., Тараненко А.В., Киселев К., Васильев Р.Б., Дворецкая Л.Н., Мухин И.С., Чиглинцев Э.О., Чернов А.И., Гайдук А.Е., Подшивайлов Э.А., Французов П.А., Латышев А.В.
Наноскопия одиночных полупроводниковых наноструктур с пространственным и временным разрешением 113

Минаев И.И., Клековкин А.В., Ерошенко Г.Н., Свиридов Д.Е., Савин К.А., Кривобок В.С., Пашкеев Д.А., Николаев С.Н.
Исследование с помощью микроскопии сопротивления растекания тока барьерно-диодных гетероструктур A3B5 114

Моисеенко И.М., Девизорова Ж.А., Полищук О.В., Муравьев В.М., Свинцов Д.А.
Плазмонные моды в двумерной электронной системе с щелевым резонатором 115

Морозов А.А., Зарезин А.М., Муравьев В.М., Кукушкин И.В.
Плазменные моды в финитных плазмонных кристаллах 116

Морозов М.Ю., Фатеев Д.В., Попов В.В.
Торцевое терагерцовое излучение краевым плазмоном в графеновой микроленте 117

Мыльников В.Ю., Качоровский В.Ю.
Обратный эффект Фарадея в нанокольцах с дираковскими фермионами 118

Неверов В.Н., Гудина С.В., Сандаков Н.С., Шелушинина Н.Г.
Универсальность критических индексов для переходов плато – плато квантового эффекта Холла 119

Никонов А.В., Заболотных А.А.
Краевой плазмон, экранированный боковым металлом 120

Осколкова Т.О., Koo Y., Шубник А.А., Честнов И.Ю., Park K.-D., Иорш И.В., Кравцов В.А.
Управление населённостью экситонных состояний в муаровом потенциале при комнатной температуре 121

Погосов А.Г., Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.
Электронный клапан Теслы 122

Зыбцев С.Г., **Покровский В.Я.**, Никитин М.В., Казанцева Н.В.
Влияние продольного растяжения и поперечного сжатия на кристаллическую структуру и динамику ВЗП в TaS_3 123

Попов С.Д., Неверов В.Н., Гудина С.В., Сандаков Н.С., Туруткин К.В., Груздев Н.Б., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.
Влияние типа контакта на возникновение напряжения в режиме квантового эффекта Холла при отсутствии тока через образец 124

Лончаков А.Т., Бобин С.Б., **Попов С.Д.,** Пряничников С.В., Якунин М.В.
Наблюдение кирального магнитного эффекта в объемном *n*-HgTe с низкой концентрацией электронов 125

Поташин С.О., Горбенко И.В., Качоровский В.Ю.
Эффект храповика в латеральном плазмонном кристалле: гигантское усиление за счёт интерференции «светлых» и «тёмных» мод 126

Похабов Д.А., Егоров Д.А., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К., Погосов А.Г.
Транспортное детектирование гидродинамических электронных вихрей 127

Родина А.В., Головатенко А.А., Бельтюков Я.М., Алексеев А.Ю
Влияние диэлектрического контраста на энергетический спектр и волновые функции электрона в наноструктурах 128

Родионов Д.А., Загороднев И.В.
Усиленный плазмонами эффект увлечения в проводящей двумерной полосе 129

Румянцев В.В., Мажукина К.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Уточкин В.В., Горячкина Е.Ю., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В.
Стимулированное излучение в гетероструктурах на основе HgCdTe с квантовыми ямами при оптической накачке импульсами различной длительности 130

Саитов Ш.Р., Колпаков М.А., Васильев Р.Б., Смирнов А.М., Манцевич В.Н.
Фотоэлектрические свойства и состояния ловушек в запрещенной зоне пленки нанопластинок CdSe/CdS 131

Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К., Шкляев А.А.
Вязкое течение электронов с большим проскальзыванием в GaAs микросужениях 132

Свинцов Д.А., Атласов В.Р., Капралов К.Н.
Электромагнитный механизм чувствительности фототока двумерных систем к направлению волнового фронта 133

Тараненко А.В., Салангина Е.В., Милёхин И.А., Кумар Н., Милёхин А.Г.
Комбинационное рассеяние света, усиленное металлизированным зондом атомно-силового микроскопа, от наноалмазов 134

Тараненко А.В., Милёхин И.А., Фёдоров В.В., Дворецкая Л.Н., Мухин И.С., Тумашев В.С., Гайдук А.Е., Милёхин А.Г.
Плазмон-усиленные комбинационное рассеяние света и фотолюминесценция от нанопроволок GaP 135

Тарасенко С.А.
Эффекты взаимодействия структурированного света с полупроводниками 136

Ткаченко В.А., Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г.
Новые проявления одночастичной когерентности в мезоскопическом транспорте 137

Тюменцев М.М., Минакова В.Е., Федотов Н.И., Зайцев-Зотов С.В.
Расщепление фазового перехода в 1T-TaS_2 под действием одноосного растяжения 138

Фадеев М.А., Янцер А.А., Шенгуров Д.В., Астраханцева А.С., Морозова Е.Е., Горбенко И.В., Бушуйкин П.А., Гусихин П.А., Морозов С.В., Качоровский В.Ю., Муравьев В.М.
Спектроскопия поглощения двухмерных плазменных кристаллов на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe и GaAs/AlGaAs 139

Фадеев М.А., Янцер А.А., Кавеев А.К., Федоров В.В., Минив Д.В., Мухин И.С., Морозов С.В.
Фотолюминесцентные свойства нитевидных нанокристаллов InAsBiN на Si подложках 140

Фадеев М.А., Янцер А.А., Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Уточкин В.В., Разова А.А., Мажукина К.А., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Морозов С.В.
Экспериментальная оценка внутренних потерь в гетероструктуре с квантовыми ямами на основе HgTe/$Cd_xHg_{1-x}Te$ 141

Фатеев Д.В., Полищук О.В., Попов В.В.
Краевые эффекты в двумерных плазмонных резонаторах 142

Фролов Н.Ю., Клоков А.Ю., Шарков А.И., Кривобок В.С., Клековкин А.В., Ерошенко Г.Н., Минаев И.И.
Исследование особенностей взаимодействия когерентных фононов со светом в короткопериодных сверхрешетках InAs/GaSb 143

Фролов Д.А., Шамирзаев Т.С., Манцевич В.Н., Аверкиев Н.С., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р., Яковлев Д.Р., Bayer M.
Линейная поляризация зона–акцепторной ФЛ гетероперехода GaAs/AlAs 144

Хазанова С.В., Горшков А.П., Бобров А.И., Панфилов А.С.
Изучение штарковского сдвига в гетероструктурах AIIIBV различного дизайна 145

Хахулин С.А., Фирсов Д.Д., Чуманов И.В., Комков О.С., Мынбаев К.Д., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.
Оптическая модуляционная спектроскопия квантово-размерных структур на основе CdHgTe в среднем ИК диапазоне 146

Иванов А.А., **Чалдышев В.В.,** Сахаров А.В., Николаев А.Е., Артеев Д.С., Цацульников А.Ф.
Резонансные брэгговские структуры на основе сдвоенных квантовых ям III-N в периодической сверхъячейке 147

Шабанов А.В., Свинцов Д.А.
Сдвиг Лэмба уровней Ландау в двумерных электронных системах в многомодовом резонаторе 148

Янцер А.А., Фадеев М.А., Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Уточкин В.В., Разова А.А., Мажукина К.А., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Морозов С.В.
Генерация стимулированного излучения в области 3.5–4.5 мкм при комнатной температуре в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe 149

Янцер А.А., Фадеев М.А., Астраханцева А.С., Шуваев А.М., Гусихин П.А., Кукушкин И.В., Муравьев В.М., Морозов С.В.
Электромагнитный плазменный резонанс в GaAs мембранах с двумерным электронным слоем 150

Секция 4. 0D системы

Батаев М.Н., Кучинов Д.А., Кузнецова М.С., Игнатьев И.В., Колобкова Е.В.
Влияние легирования перовскитных нанокристаллов $CsPb(Br, Cl)_3$ на эффективность синей фотолюминесценции 152

Бурдов В.А., Фомичев С.А.
Связанные экситон-биэкситонные состояния в полупроводниковых нанокристаллах: тонкая структура спектра, времена генерации 153

Васильев Р.Б., Куртина Д.А., Платонова М.Ю., Лебедев А.И.
Модификация поверхности атомарно тонких полупроводников $A^{II}B^{VI}$ для управления 2D экситонами 154

Галимов А.И., Крайнов И.В., Рахлин М.В., Серов Ю.М., Вейшторт Г.П., Торопов А.А., Шубина Т.В.
Многофотонные состояния из квантовой точки с трионом и нейтральным экситоном в микрорезонаторе 155

Головатенко А.А., Русских К.И., Родина А.В.
Двухфотонный линейно-круговой дихроизм в нанокристаллах InP/ZnSe 156

Александров И.А., **Гуляев Д.В.**
Механизмы диффузии элементов третьей группы в InGaAs 157

Свит К.А., Александров И.А., **Гуляев Д.В.**
Природа люминесценции квантовых точек $Cd_xZn_{1-x}S$, синтезированных в матрице бегеновой кислоты 158

Зибинский А.Л., Смирнов Д.С.
Конкуренция квантовых измерений и прыжков в спиновой динамике заряженных квантовых точек 159

Игнатьев И.В., Кузнецова М.С., Батаев М.Н., Петухов Н.А., Колобкова Е.В.
Монослойные флуктуации размеров перовскитных нанокристаллов в стеклянной матрице 160

Котова Л.В., Абдукадыров А.Г., Кочерешко В.П., Ивченко Е.Л.
Особенности поляризованной люминесценции ансамбля локализованных экситонов 161

Кочерешко В.П., Котова Л.В.
Влияние поперечного магнитного поля на продольный g-фактор экситона в квантовой яме/точке 162

Барышников К.А., **Крайнов И.В.**
Поляризация люминесценции экситона в одиночной квантовой точке при нерезонансном возбуждении через фононы 163

Кулебякина Е.В., Скориков М.Л., Белых В.В., Жуков Е.А., Яковлев Д.Р., Батаев М.Н., Кузнецова М.С., Колобкова Е.В.
Динамика экситонной рекомбинации в перовскитных нанокристаллах $CsPbI_3$ в матрице фторфосфатного стекла: переход от сильного к слабому размерному квантованию 164

Некрасов С.В., Калитухо И.В., Рагоза М.Д., Михайленко Н.О., Кузнецова Я.А., Головатенко А.А., Шамирзаев Т.С., Кусраев Ю.Г.
Влияние промежуточных состояний на спиновую динамику экситона в непрямозонных в *k*-пространстве квантовых точках (In,Al)As/AlAs 165

Ревин А.А, Конаков А.А.
Автолокализованные дырки в нанокристаллах β-Ga_2O_3 166

Русских К.И., Головатенко А.А., Родина А.В.
Влияние сферической гетерограницы и поверхности на оптические свойства нанокристаллов InP/ZnSe и InP 167

Смирнов Д.С., Леппенен Н.В., Манцевич В.Н., Ивченко Е.Л.
Теория генерации максимально запутанных фотонов полупроводниковыми системами с квантовыми точками 168

Смирнова О.О., Родина А.В.
Поляризованная экситонная фотолюминесценция ансамбля полупроводниковых коллоидных наноплателетов 169

Секция 5. Спин-зависимые явления

Андреева С.А., Щепетильников А.В., Орлов О.В., Николаев Г.А., Хисамеева А.Р., Кукушкин И.В.
Псевдоспиновый ферромагнетизм в AlAs: исследование квантовых фазовых переходов методом ЭПР 171

Борисов П.С.
Корреляционные свойства двух кубитов, соединённых спиновой цепочкой 172

Будкин Г.В.
Эффект увлечения спина фотонами в двумерных структурах 173

Вальков А.В., Матвеев А.А., Сафин А.Р.1, Никитов С.А.
Управление нелинейностью скирмионного осциллятора внешним магнитным полем 174

Давыдов М.Н., Джиоев Р.И., Кавокин К.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.
Исследование оптического охлаждения ядерной спиновой системы по поперечной компоненте спиновой ориентации электронов в эффекте Ханле 175

Жиляков В.Л., Югова И.А., Головатенко А.А., Яковлев Д.Р., Колобкова Е.В.
Оптическая ориентация и оптическое выстраивание экситонов в ансамбле случайно ориентированных перовскитных нанокристаллов 176

Зюзин В.А., Голубинский В.П.
Аномальный эффект Холла в коллинеарных металлических антиферромагнетиках 177

Козлов И.И., Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.
Магнитоиндуцированная циркулярная поляризация резонансного комбинационного рассеяния света с испусканием оптических фононов в двойных квантовых ямах CdTe/CdMnTe 178

Козырев Н.В., Жуков Е.А., Намозов Б.Р., Яковлев Д.Р., Седова И.В., Сорокин С.В., Кусраев Ю.Г
Ангармонизм осцилляций в эффекте Керра, вызванных ларморовой прецессией намагниченности ионов марганца в квантовых ямах и квантовых точках (A^{II},Mn)B^{VI} 179

Кокурин И.А., Аверкиев Н.С.
Ферромагнетизм в (Ga,Mn)As: новый взгляд на проблему 180

Деменев А.А., Гиппиус Н.А., **Кулаковский В.Д.**
Динамика локализованных спинорных экситон-поляритонных конденсатов в двойных потенциальных ловушках в GaAs/AlAs микрорезонаторе при резонансном пикосекундном возбуждении 181

Кустов Д.А., Русецкий В.С., Рожков С.А., Бакин В.В., Шайблер Г.Э., Шамирзаев Т.С., Голяшов В.А., Альперович В.Л., Терещенко О.Е.
Исследование вклада поверхностных состояний в фотоэмиссию спин-поляризованных электронов из механически напряжённых Na2KSb(Cs,Sb) фотокатодов 182

Пошакинский А.В.
Долгоживущие спиновые текстуры в двумерных сетках 183

Рагоза М.Д., Некрасов С.В., Головатенко А.А., Михайленко Н.О., Кусраев Ю.Г.
Анизотропия эффекта оптической ориентации в непрямых в *k*-пространстве квантовых точках (In,Al)As/AlAs 184

Романова О.Б., Аплеснин С.С., Ситников М.Н., Минчукова О.Ф., Римский Г.С., Желудкевич А.Л., Удод Л.В., Живулько А.М.
Магнитотранспортные эффекты в интерметаллических соединениях $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ 185

Рыжов И.И., Козлов В.О., Смирнов И.А., Запасский В.С., Козлов Г.Г.
Спектроскопия спиновых флуктуаций классических и новых полупроводниковых структур 186

Удод Л.В., Аплеснин С.С., Ситников М.Н., Романова О.Б., Минчукова О.Ф., Римский Г.С., Желудкевич А.Л., Живулько А.М.
Электронные переходы в хром замещенном антимониде марганца-цинка 187

Хомицкий Д.В., Запруднов Н.А.
Динамическая локализация проекции спина в двойной квантовой точке с помощью бигармонического электрического поля 188

Хомицкий Д.В., Дорохин М.В., Ведь М.В., Малышева Е.И.
Кинетическая модель спин-зависимой фотоэдс для квантовой ямы с близкорасположенным магнитным слоем 189

Шамирзаев Т.С., Смирнов Д.С., Кузнецова М.С., Колобкова Е.В., Майдебура Я.Е., Коптева Н.Е., Яковлев Д.Р., Bayer M.
Управление обменным взаимодействием в полупроводниковых наноструктурах ... 190

Николаев Г.А., Орлов О.В., Андреева С.А., Федотова Я.В., Хисамеева А.Р., **Щепетильников А.В.**, Юрасов Д.В., Новиков А.В., Кукушкин И.В.
Электрическое детектирование спинового резонанса с разрешением по времени 191

Секция 6. Примеси и дефекты

Аверкиев Н.С., Рожанский И.В., Третьяков Р.Е.
Обменное рассеяние на нейтральных примесях в полупроводниках 193

Гудков В.В.
Физическая акустика ян-теллеровских примесей в полупроводниках 194

Таврунова Н.Ю., Сарычев М.Н., **Жевстовских И.В.,** Коростелин Ю.В., Аверкиев Н.С., Гудков В.В.
Динамические и статические свойства ян-теллеровской подсистемы в кристалле ZnTe:Cr 196

Зазымкина Д.А., Аминев Д.Ф., Николаев С.Н., Кривобок В.С.
Нефелоксетический эффект в широкозонных материалах кубической сингонии, легированных Fe и V 197

Лебедев А.А., Бауман Д.А., Давыдовская К.С., Козловский В.В., Левинштейн М.Е., Николаев А.Е., Стрельчук А.М.
Особенности радиационной стойкости широкозонных полупроводников SiC, GaN, Ga_2O_3 198

Стрельчук А.М., Козловский В.В., **Лебедев А.А.**
Влияние облучения электронами высокой дозой и последующего отжига на вольт-амперные характеристики диодов Шоттки на основе карбида кремния 199

Калинушкин В.П., Уваров О.В., **Миронов С.А.,** Гладилин А.А., Юрьев В.А., Ильичев Н,Н., Гаврищук Е.Е., Иконников В.Б., Савин Д.В., Курашкин С.В.
Исследование люминесцентных и рекомбинационных характеристик границ зерен в CVD-ZnSe 200

Дворецкий С.А., **Михайлов Н.Н.,** Варавин В.С., Ремесник В.Г., Ступак М.Ф., Макаров С.Н., Елесин А.Г.
Легированные индием широкозонные слои HgCdTe и кристаллическое состояние структуры 201

Николаев С.Н., Екимов Е.А., Усманов И.И., Зазымкина Д.А., Чернопицский М.А., Кривобок В.С.
Спектроскопия возбужденных состояний Tm^{3+} в матрице SnS_2 202

Осинных И.В., Малин Т.В., Милахин Д.С., Александров И.А., Протасов Д.Ю.
Оптические и электрические свойства структур GaN:Mg, выращенных методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии 203

Панкратов С.А., Кусакина Д.Д., Трифонов А.С., Шорохов В.В., Крупенин В.А., Преснов Д.Е.
Высокотемпературные методы формирования одноэлектронных структур в слое легированного бором кремния 204

Скворцова А.А., Каленков С.Г.
Магнитное управление пропусканием света в кристаллах фосфида галлия 205

Скоморохов А.М., Гурин А.С., Крамущенко Д.Д., Баранов П.Г., Бабунц Р.А.
Оптическая регистрация кросс-релаксации примесных центров в алмазе 206

Лактаев И.Д., Горкин Д.Н., Свяховский С.Е., Гварамия А.Г., Дорофеев С.Г., **Смирнов А.М.**
Особенности фотолюминесценции нанотетраподов CdSe:Cu при взаимодействии с фотонными кристаллами 207

Соломникова А.В., Савченко Г.С., Зубков В.И., Аверкиев Н.С.
Ключевые аспекты диагностики монокристаллического алмаза с примесью бора в неравновесном и квазиравновесном режимах 208

Василенко А.П., Дерябин А.С., Колесников А.В., Никифоров А.И., Лошкарев И.Д., Соколов Л.В., Турцев Е.С., **Фрицлер К.Б.**, Шеховцов А.С.
Исследование дислокационной структуры эпитаксиальных слоев Ge на Si (001) методами селективного травления и высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии 209

Секция 7. Высокочастотные явления в полупроводниках

Андреев И.В., Шинко И.С., Казаков А.С., Муравьев В.М., Кукушкин И.В.
Визуализация двумерных плазмонов при помощи пространственно-разрешенной методики оптического детектирования микроволнового поглощения 211

Андреев И.В., Муравьев В.М., Кукушкин И.В.
Поперечные плазмон-поляритоны в поглощении двумерных электронных систем на диэлектрических подложках 212

Андреева С.А., Щепетильников А.В., Джикирба К.Р., Гаврилов А.А., Орлов О.В., Соловьев В.В., Кукушкин И.В.
Плазмоны в низкоразмерных полупроводниках и сверхпроводниках: первое наблюдение плазменных волн в сверхпроводнике 213

Андронов А.А., Позднякова В.И.
Интерпретация перехода в электрическом поле резонансного ТГц отражения от поглощения к усилению в сэндвичах с графеном и перспективы создания универсального ТГц лазера на сэндвичах 214

Гайдученко И.А., Титченко А.Н., Титова М.И., Попова О.Г., Шеин К.В., Титова Е.И., Измайлов Р.И., Гольцман Г.Н., Бандурин Д.А.
Разработка и демонстрация терагерцового графенового детектора на кремниевой волноводной платформе 215

Загороднев И.В., Заболотных А.А., Матвеев А.А., Родионов Д.А., Архипова О.Ю., Калябин Д.В., Сафин А.Р., Никитов С.А.
Гибридизация магнонного с циклотронным и плазменным резонансами 2D электронного газа вблизи магнетика 216

Ляшенко А.А., Ормонт М.А.
Отклонение высокочастотной проводимости кремния с водородоподобной примесью от универсальности 217

Попов В.Г., Самарин С.С.
Генератор импульсов на основе ультракоротких лазерных импульсов 218

Хабибуллин Р.А., **Пушкарёв С.С.,** Иконников А.В., Белов Д.А., Глинский И.А.
Управление межмодовым интервалом ТГц квантово-каскадного лазера путём инжекции СВЧ-сигнала в тракт питания лазера 219

Рожков А.В., Слободнюк А.С., Смирнова И.А., **Родин П.Б.**
Спонтанные высокочастотные автоколебания в лавинных диодах на основе кремния и арсенида галлия 220

Титова Е.И., Кащенко М.А., Титченко А., Шеин К., Титова М.И., Новоселов К., Гайдученко И.А., Бандурин Д.А., Свинцов Д.А.
Сверхбыстрые и малошумящие терагерцовые детекторы на основе графена 221

Трухин В.Н., Малевич В.Л., Мустафин И.А., Фань С., Калиновский В.С., Контрош Е.В.
Генерация терагерцового излучения в p-i-n диоде AlGaAs/GaAs при высоком уровне возбуждения 222

Шинко И.С., Муравьев В.М., Андреев И.В., Заболотных А.А., Казаков А.С., Кукушкин И.В.
Уширение плазменного резонанса в магнитном поле в двумерной электронной системе 223

Секция 8. Атомарно-тонкие полупроводники, наномеханика

Алексеев П.А., Попов М.Е., Гасникова К.А., Елисеев И.А., Кравцов В.А., Давыдов В.Ю.
Микродисковые светоизлучающие гетероструктуры $SnS_2/WS_2/SnS_2$ 225

Глазов М.М., Шенцев А.М., Григорян К.К.
Терагерцовые переходы в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах 226

Глазов М.М.
Экситонный изолятор в гетероструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов 227

Бисти В.Е., **Голышков Г.М.,** Бричкин А.С, Черненко А.В.
Внутрислоевое и межслоевое взаимодействие в муаровой сверхрешетке гетеробислоя $MoSe_2/WSe_2$ 228

Голышков Г.М., Бричкин А.С., Бисти В.Е., Черненко А.В.
Влияние муара на внутрислоевые и межслоевые экситоны в гетеробислое $MoSe_2/WSe_2$ 229

Гуськов А.А., Лавров С.Д., Венглинская С.А., Гапонов М.С.
Численное моделирование динамики фототока в фототранзисторах на основе монослойного MoS_2 230

Дурнев М.В., Смирнов Д.С.
Линейная поляризация интерфейсных экситонов на латеральных гетеропереходах 231

Еналдиев В.В., Алисултанов З.З.
Резонансные поглощение и фотогальванический эффект в твистронных сегнетоэлектрических гетероструктурах 232

Загороднев И.В., ,Понкратова Д.В., Еналдиев В.В.
Спонтанное упорядочение дипольных моментов в монослоях висмута с орторомбической структурой 233

Кочиев М.В., Каменская Т.А., Кунцевич А.Ю.
Оптические свойства закрученных двумерных материалов 234

Кунцевич А.Ю., Клоков А.Ю., Иевлева В.А., Пугачев М.В., Фролов Н.Ю., Шарков А.И.
Межслоевая связь в ван-дер ваальсовых гетероструктурах: жесткость, прочность, трение, управление 235

Манцевич В.Н., Кривенко И.С., Смирнов Д.С.
Хиральный магнетизм в монослоях дихалькогенидов переходных металлов 236

Покровский В.Я., Васильев Д.М., Никитин М.В., Мартовицкий В.П., Васильев А.Л., Трунькин И.Н., Зыбцев С.Г.
Структура образцов NbS_3, претерпевших спинодальный распад, и протекание в них тока волны зарядовой плотности 237

Салтыкова Д.Ю., Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г.
Влияние механических колебаний на проводимость волны зарядовой плотности в $(TaSe_4)_2I$ 238

Никитин М.В., Покровский В.Я., **Салтыкова Д.Ю.**, Колесов В.В., Кашин В.В., Кузнецова И.Е., Недоспасов И.А.
Динамика волны зарядовой плотности при пространственно-неоднородном акустическом воздействии 239

Семина М.А., Глазов М.М.
Спин-долинная релаксация ридберговских экситонов в атомарно-тонких полупроводниках 240

Черненко А.В., Бричкин А.С., Голышков Г.М., Бисти В.Е.
Взаимодействие экситонов со свободными носителями заряда в монослоях ДПМ 241

Шевырин А.А., Бакаров А.К., Погосов А.Г.
Наномеханическое детектирование электронных вихрей 242

Яковлев З.А., Глазов М.М.
Теория экситон-магнонного взаимодействия и взаимного увлечения в слоистом антиферромагнетике CrSBr 243

Секция 9. Фотонные кристаллы, метаматериалы, нанофотоника, оптомеханика

Вяткин Е.С., Тарасенко С.А.
Генерация второй гармоники в закрученной двухслойной фотонной структуре 245

Гиппиус Н.А, Фрадкин И.М., Салахова Н.С., Дьяков С.А.
Метод резонансного подпространства для составных фотонно-кристаллических систем ... 246

Горелкина Т.Д., Калантаевский И.Э., Кравцов В.А.
Управление распространением экситон поляритонов в CrSBr ... 247

Дмитриева О.А., Тиходеев С.Г.
Нелинейный отклик полупроводникового микрорезонатора с экситонными слоями ... 248

Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Федина Л.И., Гутаковский А.К., Вдовин В.И., Яблонский А.Н., **Захаров В.Е.,** Мудрый А.В., Живулько В.Д., Двуреченский А.В.
Структура и оптические свойства кластеров точечных дефектов, введенных в кремний облучением ионами Ge+ ... 249

Захаров В.Е., Яблонский А.Н., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Вербус В.А., Родякина Е.Е., Смагина Ж.В., Дьяков С.А., Новиков А.В.
Пространственное распределение излучения различных мод в двумерных фотонных кристаллах ... 250

Казаков А.С., Шинко И.С., Андреев И.В., Муравьев В.М., Кукушкин И.В.
Перестраиваемый метаматериал на основе двумерной электронной системы в геометрии разрезного кольцевого резонатора ... 251

Кириенко В.В., Якимов А.И., Уткин Д.Е., Двуреченский А.В.
Усиление фототока в Ge/Si фотодиодах с квантовыми точками, содержащих двумерные решетки микроотверстий различной глубины ... 252

Коротченков А.В., Аверкиев Н.С.
Оптическая анизотропия решётки металлических наночастиц ... 253

Крайнов И.В., Галимов А.И., Рахлин М.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.
Механизмы резонансного рассеяния и переизлучения фотонов в двухуровневой системе при импульсном возбуждении ... 254

Крафтмахер Г.А., Бутылкин В.С., Каленов Д.С., Фишер П.С.
Оптическое и магнито-оптическое управление распространением микроволн при взаимодействии с киральными мета-средами и мета-диполями ... 255

Кукенов О., Лозовой К.А., Дирко В.В., Майер К., Ворсин О., Смородин К., Катренко В., Шабанов Г., Коханенко А.П.
Управление свойствами эпитаксиальных Ми-резонаторов GeSi, получаемых послеростовым отжигом в камере эпитаксии ... 256

Маликов Р.О., Дьяков С.А., Тиходеев С.Г.
Максимально хиральный терагерцовый отклик моноклинной кремниевой метамембраны ... 257

Милёхин И.А., Шербакова Д.А., Тумашев В.С., Кузнецов С.А., Родякина Е.Е., Дуда Т.А., Милёхин А.Г., Латышев А.В.
Повышение чувствительности поверхностно усиленной инфракрасной спектроскопии с помощью планарных массивов золотых наноантенн, заглублённых методом каталитического травления 258

Морозов С.В., Уточкин В.В., Разова А.А., Фадеев М.А., Румянцев В.В., Мажукина К.А., Янцер А.А., Шенгуров Д.В., Морозова Е.Е., Гусев Н.С., Барышев В.В., Гинзбург Н.С., Егорова Е.Д., Михайлов Н.Н., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Соколовский Г.С., Дюделев В.В., Егоров А.Ю., Гавриленко В.И.
РОС-лазер с вертикальным выводом излучения на основе структур с КЯ HgCdTe с брэгговской решеткой третьего порядка 259

Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Смагина Ж.В., Кацюба А.В., Родякина Е.Е.1, Степихова М.В., Шаров С.А., Шенгуров Д.В., **Новиков А.В.**
Резонансные фотонные состояния в одиночных Si микродисках со встроенными GeSi квантовыми точками 260

Новиков А.В., Захаров В.Е., Яблонский А.Н., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Демидов Е.В., Вербус В.А., Шенгуров Д.В., Морозова Е.Е., Михайлов А.Н., Тетельбаум Д.И., Краев С.А., Родякина Е.Е., Смагина Ж.В.
Светодиоды с Ge(Si) нановстровками для Si фотоники с выводом излучения в планарный волновод или в свободное пространство 261

Степихова М.В., Чуприн И.А., Беспалов А.А., Смолина Е.О., **Перетокин А.В.,** Шалеев М.В., Родякина Е.Е., Шенгуров Д.В., Новиков А.В
Возможности локализации излучения в топологических дефектах типа замкнутых границ зерен в фотонных кристаллах 262

Перетокин А.В., Степихова М.В., Дьяков С.А., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Родякина Е.Е., Новиков А.В.
Поляризационные свойства люминесцентного отклика фотонных кристаллов с гексагональной решеткой: от линейной до циркулярной и вихревой поляризации 263

Поленок Е.Д., Берт Н.А., Яговкина М.А., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р., Ушанов В.И., Чалдышев В.В.
Когерентное брэгговское рассеяние света на упорядоченном массиве плазмонных наночастиц Bi в матрице GaAs 264

Серов Ю.М., Галимов А.И., Сорокин С.В., Малеев Н.А., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Климко Г.В., Рахлин М.В., Веретенников А.И., Вейшторт Г.П., Лакунцова О.Е., Салий Ю.А., Березина Д.С., ТрошковС.И., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Бобров М.А., Седова И.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.
Новый дизайн источника одиночных фотонов телекоммуникационного диапазона: рекорд эффективности и анализ параметров 265

Трушин О.С., Фаттахов И.С., Чебохин М.М., Попов А.А., Мазалецкий Л.А., Федоров А.С., Логунов М.В.
Киральный оптический отклик кремниевых наноспиралей, полученных методом наклонного напыления 266

Ушанов В.И., Поленок Е.Д., Берт Н.А., Еремеев С.В., Силкин В.М., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р., **Чалдышев В.В.**
Локализованный плазмонный резонанс в системах наночастиц Bi, Sb, As и P в AlGaAs 267

Шаров В.А., Шугабаев Т.М., Лендяшова В.В., Новикова К.Н., Мухин И.С., Цырлин Г.Э., Гридчин В.О.
Измерение электролюминесценции одиночных непланарных наноструктур 268

Шубин Н.М., Капаев В.В., Горбацевич А.А.
Связанные состояния в континууме как искусственные атомы: гигантское туннельное расщепление и виртуальные резонансы Фано 269

Секция 10. Полупроводниковые приборы и устройства

Абрамкин Д.С., Буров А.С., Мансуров В.Г., Малин Т.В., Милахин Д.С.
Новый AlGaN/AlN транзистор с покровным слоем AlGaN переменного состава 271

Аксенов М.С., Гилинский А.М., Чистохин И.Б., Дмитриев Д.В., Гуляев Д.В., Гензе И.Ю., Путято М.А., Петрушков М.О., Преображенский В.В.
Планарные и меза лавинные фотодиоды на основе InP/InGaAs/InP и InGaAs/InAlAs/InP гетероструктур 272

Белов Д.А., Иконников А.В., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Жмудь Б.А., Галиев Р.Р., Павлов А.Ю., Хабибуллин Р.А.
Двухсекционный терагерцовый квантово-каскадный лазер с двойным металлическим волноводом 273

Бобров М.А., Ковач Я.Н., Блохин А.А., Кузьменкова Н.А., Марчий М.Н., Кузьменков А.Г., Пазгалев А.С., Васильев А.П., Малеев Н.А., Блохин С.А.
Поляризационные шумы вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 89х нм гибридной конструкции 274

Виноградов С.Л.
Исследования и разработки кремниевых фотоумножителей 275

Гавриленко В.И.
Терагерцовые квантовые каскадные лазеры в квантующих магнитных полях 276

Гензе И.Ю., Аксенов М.С., Чистохин И.Б., Гилинский А.М., Дмитриев Д.В., Гуляев Д.В., Закиров Е.Р., Вдовин В.И., Гутаковский А.К.
Механизм изменения параметров границ раздела металл/InAlAs при температурном воздействии 277

Гридчин В.О., Шугабаев Т.М., Даутов А.М., Калиничев А.А., Резник Р.Р., Котляр К.П., Шаров В.А., Лендяшова В.В., Цырлин Г.Э.
Синтез и свойства нитевидных нанокристаллов GaN на темплейтах GaN/AlN/Si(111) для создания нанолазеров 278

Гришин А.Е., Шамахов В.В., Кондратов М.И., С.О. Слипченко, Пихтин Н.А.
Исследование дизайна активной области лазерной гетероструктуры на основе множественных напряженных квантовых ям 279

Гуляев Д.В., Дмитриев Д.В., Гилинский А.М., Аксенов М.С., Царев А.В., Колосовский Е.А.
Электронная компонентная база волоконно-оптических линий связи и радиофотоники на основе InGaAs/InAlAs/InP структур 280

Дашков А.С., Хахулин С.А., Костромин Н.А., Комков О.С., Пирогов Е.В., Соболев М.С., Горай Л.И., Буравлев А.Д.
Комплексный экспериментально-теоретический подход к исследованию источников и детекторов ИК и ТГц диапазонов 281

Дюделев В.В., Андреев А.Д., Чистяков Д.В., Подопригора В.В., Никитин А.А., Михайлов Д.А., Черотченко Е.Д., Врубель И.И., Мыльников В.Ю., Лосев С.Н., Дерягин Н.Г., Абдулразак С.Х., Бабичев А.В., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Гладышев А.Г., Подгаецкий К.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Папылев Д.С., Новиков И.И., Когновицкая Е.А., Дерягин А.Г., Кучинский В.И., Карачинский Л.Я., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.
Квантово-каскадные детекторы для длинноволнового инфракрасного диапазона 282

Елисеев И.А., Осоченко Г.В., Kurtash V.A., Давыдов В.Ю.
Связь особенностей спектров КРС и ФЛ с характеристиками сегнетоэлектрических фототранзисторов на основе α-In_2Se_3 283

Ерошенко Г.Н., Кривобок В.С., Минаев И.И., Савин К.А., Клековкин А.В., Дубовая А.Р., Николаев С.Н.
Оптические свойства полупроводниковых сверхрешеток на основе узкозонных полупроводников A3B5 284

Жидяев К.С., Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Самарцев И.В.
Низковольтные быстродействующие тиристоры на основе структуры GaAs/AlGaAs 285

Ковалюк В.В., Кобцев Д.М., Гайдученко И.А., Измайлов Р.И., Дашевский З.М., Гольцман Г.Н.
Поликристаллические пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In на гибкой подложке: от структурных свойств к *p*–*n*-переходам и ИК-фотодетекторам 286

Копчинский И.Д., Шорохов В.В., Попов А.А., Шагалов Н.А.
Квантовая ёмкость двойной наведённой квантовой точки в нанопроводе — модель спинового кубита КНИ 287

Копытов П.Е., Ковач Я.Н., Блохин С.А., Андрюшкин В.В., Бабичев А.В., Гладышев А.Г., Воропаев К.О., Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Егоров А.Ю.
Высокоскоростные вертикально-излучающие лазеры диапазона 1300–1550 нм, изготовленные методами молекулярно-пучковой эпитаксии и спекания пластин 288

Крыжановская Н.В., Махов И.С., Фоминых Н.А., Образцова А.А., Федосов И.С., Иванов К.А., Пивоварова А.А., Ильинская Н.Д., Яблонский А.Н., Жуков А.Е.
Ширина линии генерации и относительный шум интенсивности высокодобротных дисковых микролазеров с InGaAs/GaAs квантовыми точками 289

Литовский Л.Я., Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Бурдыкин М.С., Кытин В.Г.
Терморезистивные свойства тонкоплёночных структур NbN_x, полученных методом реактивного магнетронного напыления 290

Михайлов Д.А., Дюделев В.В., Чистяков Д.В., Черотченко Е.Д., Врубель И.И., Лосев С.Н., Мыльников В.Ю., Дерягин Н.Г., Дерягин А.Г., Абдулразак С.Х., Бабичев А.В., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Гладышев А.Г., Подгаецкий К.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Папылев Д.С., Новиков И.И., Когновицкая Е.А., Кучинский В.И., Карачинский Л.Я., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.
Определение концентрации метана с помощью перестраиваемого квантово-каскадного лазера среднего инфракрасного диапазона 291

Михайлов П.О., Шорохов В.В., Трифонов А.С.
Управление состояниями кубитов на основе наведенных квантовых точек в кремнии 292

Новиков А.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В., Шмырин Д.А., Ревин Л.С., Демидов Е.В., Панкратов А.Л., Храпай В.С., Тихонов Е.С., Антонов А.В., Дроздов М.Н., Красильникова Л.В., Ежевский А.А., Ситников С.В., Щеглов Д.В., Красильник З.Ф.
SiGe гетероструктуры для «электронных» и «дырочных» кубитов 293

Алексеев А.Н., Алексеев В.А., Гердт А.Д., Карлин М.В., Новиков С.А., **Петров С.И.,** Старченко Г.О, Литвинов М.А.
Реализация разработки производственно-ориентированного отечественного эпитаксиального и планарного оборудования для материалов A3B5 294

Петякин Н.В., Иванов А.И., Антонова И.В.
Графеновые частицы, синтезированные из терморасширенного графита, для гибкой печатной электроники 296

Пономарев Д.С., Галиев Р.Р., Гарабов Д.В., Павлов А.Ю., Хабибуллин Р.А., Борисов Ю.И., Зайцев К.И., Лаврухин Д.В.
Оптоэлектронный трансивер для импульсной терагерцовой спектроскопии 297

Ризаев А.Э., Гришин А.Е., Кондратов М.И., Шушканов И.В., Подоскин А.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.
Эффект продольного пространственного выжигания носителей заряда в мощных полупроводниковых лазерах InGaAsP/InP с длиной волны 1.55 мкм 298

Сагитова А.С., Волков С.Д., Богданова А.П., Кривецкий В.В.
Газовая чувствительность ультрадисперсного нанокристаллического $Fe_xGa_{2-x}O_3$ (x = 0.67; 1) со структурой β-Ga_2O_3 299

Самарцев И.В., Байдусь Н.В.
Фоточувствительные структуры на длину волны более 1 мкм, выращенные на подложках Si 300

Слипченко С.О., Шашкин И.С., Подоскин А.А., Шушканов И.В., Ризаев А.Э., Кондратов М.И., Гришин Н.А., Пихтин А.Е.
Квантоворазмерные гетероструктуры для модуляторов лазерного излучения с высоким коэффициентом экстинкции 301

Слипченко С.О., Подоскин А.А., Шушканов И.В., Ризаев А.Э., Кондратов М.И., Гришин А.Е., Багаев Т.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Симаков В.А., Пихтин Н.А.
Многопереходные гетероструктуры тиристорного типа для быстродействующих токовых ключей и импульсных источников лазерного излучения 302

Суханов М.А., Бакаров А.К., Лошкарев И.Д., Пономарев С.А., Гуляев Д.В.
ИК фотоприемники на основе InAlSb/InSb гетероструктур 303

Уточкин В.В., Паулкина Я.Н., Румянцев В.В., Фадеев М.А., Разова А.А., Мажукина К.А., Янцер А.А., Шенгуров Д.В., Краев С.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В.
Спектроскопия электролюминесценции в HgCdTe-структурах при латеральной токовой накачке 304

Аксенов М.С., Дерябин А.С., Колесников А.В., Лошкарев И.Д., **Никифоров А.И.**, Соколов Л.В., Чистохин И.Б., Фрицлер К.Б.
Ge/Si PIN фотодиоды на основе гетероструктур, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии 305

Хабибуллин Р.А.
Непрерывные квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона 306

Черотченко Е.Д., Врубель И.И., Дюделев В.В., Андреев А.Д., Чистяков Д.В., Подопригора В.В., Никитин А.А., Михайлов Д.А., Мыльников В.Ю., Лосев С.Н., Дерягин Н.Н., Абдулразак С.Х., Бабичев А.В., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Гладышев А.Г., Подгаецкий К.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Папылев Д.С., Новиков И.И., Когновицкая Е.А., Кучинский В.И., Карачинский Л.Я., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.
Характеризация теплового рассеяния в ККЛ с помощью эффективной константы температуропроводности 307

Шушканов И.В., Ризаев А.Э., Гришин А.Е., Кондратов М.И., Подоскин А.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.
К вопросу о выборе оптимальной конструкции полупроводникового лазера для работы в режиме модуляции усиления 308

Секция 11. Топология в полупроводниках

Аплеснин С.С., Романова О.Б., Удод Л.В., Ситников М.Н., Харьков А.М., Никитинский О.С., Черемных Н.А., Римский Г.С., Желудкевич А.Л., Живулько А.М.
Акустоэлектрический эффект в полуметаллах $MnZn_{1-x}Cr_xSb$ 310

Баженов А.О., Степина Н.П., Шумилин А.В., Ненашев А.В., Ищенко Д.В., Терещенко О.Е.
Моделирование магнитных переходов в конечных многослойных структурах магнитного топологического изолятора $MnBi_2Te_4$ 311

Лончаков А.Т., **Бобин С.Б.,** Попов С.Д., Пряничников С.В., Якунин М.В.
Особенности поперечного магнитотранспорта в объемном *n*-HgTe с низкой электронной плотностью 312

Борисов И.М., Галиуллин А.А., Кунцевич А.Ю.
Методика получения и исследования топологических электронных свойств 1T'-фазы MoS_2 313

Девятов Э.В.
Топологические поверхностные состояния для альтермагнетиков 314

Естюнин Д.А., Макарова Т.П., Бокай К.А., Филянина М.В., Голяшов В.А., Фролов А.С., Кох К.А., Терещенко О.Е., Шикин А.М.
Аномальный перенос заряда при адсорбции щелочных металлов в топологических изоляторах на основе $MnBi_2Te_4$ 315

Катков Д.С., Парфенов М.В., Бурмистров И.С.
Микроскопическая модель хиральных фермионов для спинового квантового эффекта Холла 316

Квон З.Д., Брагинский Л.А., Энтин М.В., Ярошевич А.С.
Микроволновый отклик сетки топологических каналов в HgTe квантовых ямах критической толщины ... 317

Лукманова Р.М., Кон И.А., Минакова В.Е., Зайцев-Зотов С.В.
Управление топологическими состояниями в $TaSe_3$ ... 318

Макарова Т.П., Естюнин Д.А., Голяшов В.А., Кох К.А., Терещенко О.Е., Шикин А.М.
Управление топологической фазой и положением точки Дирака в $Mn_{1-x}Pb_xBi_{2-y}Sb_yTe_4$ ... 319

Максимов А.А., Тартаковский И.И., Абдуллаев Н.А., Мамедов Н.Т.
Низкотемпературные исследования комбинационного рассеяния света в магнитных топологических изоляторах ... 320

Ненашев А.В.
Простой взгляд на двумерные топологические изоляторы ... 321

Ниязов Р.А., Крайнов И.В., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю.
Немагнитный механизм обратного рассеяния на диффузионных островках в геликоидальных краевых состояниях ... 322

Петякина А.С., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.
Изучение электронной структуры поверхности и транспортных свойств тонких проводящих слоев (111) PbSnTe ... 323

Русинов И.П., Меньшов В.Н., Чулков Е.В.
Топологические изоляторы с антиферромагнитным упорядочением ... 324

Степина Н.П., Баженов А.О., Коптев Е.С., Шумилин А.В., Ненашев А.В., Жданов Е.Ю., Ищенко Д.В., Голяшов В.А., Терещенко О.Е., Аксенов М.С., Кириенко В.В.
Электронный транспорт в пленках магнитных топологических изоляторов $MnBi_2Te_4$, выращенных с помощью МЛЭ ... 325

Терещенко О.Е., Голяшов В.А., Бобин С.Б., Лончаков А.Т., Степина Н.П., Кумар Н., Еремеев С.В., Тарасов А.В., Естюнин Д.А., Климовских И.И., Шикин А.М.
HgSe vs HgTe: дираковский или вейлевский полуметалл? ... 326

Ищенко Д.В., Супрун С.П., Кырова Е.Д., Федосенко Е.В., Голяшов В.А., Степина Н.П., Сухих А.С., **Терещенко О.Е.**
Рост плёнок топологических изоляторов на основе Bi2Te3 методом МЛЭ ... 327

Чмырь С.Н., Галеева А.В., Долженко Д.Е., Кристовский К.Г., Артамкин А.И., Иконников А.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Банников М.И., **Хохлов Д.Р.**
Температурная зависимость амплитуды терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ... 328

Шикин А.М., Макеев Р.В., Ерыженков А.В., Тарасов А.В.
Вейлевские полуметаллы и полуметаллы с замкнутой нодальной линией в системах на основе магнитного топологического изолятора $MnBi_2Te_4$ ... 329

Авторский указатель ... 330

НПП «УВН»

ИНЖЕНЕРИЯ • ПРОИЗВОДСТВО • ПОСТАВКИ

КОМПЛЕКСНЫЕ ИНЖЕНЕРНЫЕ РЕШЕНИЯ

ДЛЯ ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫХ ПРОИЗВОДСТВ

ВАКУУМНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ • ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ГАЗЫ • МИКРОЭЛЕКТРОНИКА



ВАКУУМНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

НПП «УВН» — инженерно-производственная компания, специализирующаяся на разработке и производстве вакуумного и технологического оборудования для микроэлектроники, оптической промышленности и машиностроения.

ГАЗОСНАБЖЕНИЕ ПОД КЛЮЧ

Компания реализует системы технологического газоснабжения под ключ — от проектирования и комплектации до монтажа, пусконаладочных работ и ввода в эксплуатацию.

ОБОРУДОВАНИЕ И МАТЕРИАЛЫ

НПП «УВН» производит установки вакуумного напыления, магнетронные системы, ионные источники, газобаллонные шкафы, газораспределительные панели, оборудование для шлифовки и полировки, а также поставляет зарубежное технологическое оборудование, материалы и комплектующие для микроэлектроники.

ИНЖИНИРИНГ И МОДЕРНИЗАЦИЯ

Компания разрабатывает нестандартное оборудование по техническому заданию заказчика, модернизирует действующие установки, отрабатывает технологические процессы, предлагая комплексные инженерные решения для высокотехнологичных производств.

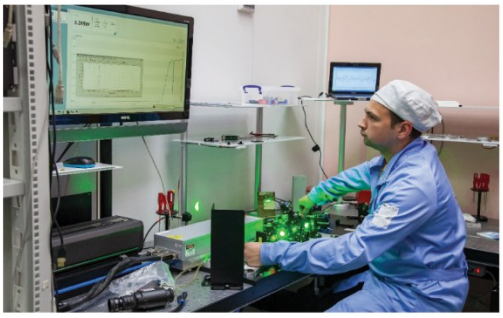
ПРОЕКТИРОВАНИЕ • ПРОИЗВОДСТВО • ПОСТАВКА • ВВОД В ЭКСПЛУАТАЦИЮ

npp-uvn.ru +7 (499) 954-86-55 info@npp-uvn.ru

АВЕСТА

ЛАЗЕРЫ И ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

- Российский производитель
- Более 30 лет на рынке
- Более 3000 клиентов по всему миру
- Гибкие условия и сроки поставки
- Поставки в несколько этапов



Фемтосекундные лазерные системы



- Возможные длины волн **195 нм - 15 мкм**
- Источники ТГц излучения в диапазоне **1-10 ТГц**
- Средняя мощность **до 100 Вт**
- Пиковая мощность в импульсе **до 30 ТВт**
- Длительность импульса **от 5 фс**
- Многоканальные синхронизированные системы
- Лазерные модули для микрообработки **от 1 мкм**
- Оптический синтезатор частоты со стабильностью **до 1*10^-17**

Диагностика и компоненты



- Фотоприемники с усилителем, лавинные, балансные
- Изоляторы Фарадея 400-1250 нм, до 60 дБ, до 15 мм
- Селекторы импульсов на 250-2700 нм до 8 МГц
- Измерители длительности импульсов, SPIDER
- Электроника ФАПЧ для синхронизации
- Спектрометры 190-3450 нм



- **Оптомеханика**
- Чопперы
- Шаттеры
- Столики
- Оправы



ООО «АВЕСТА», ул. Физическая, 11
Троицк, 108840, Москва, Россия
Тел.: +7 (495) 138-99-56

fs@avesta.ru
www.avesta.ru

Криоприбор

ООО "Криогенные приборы"
123098, Москва, ул. Гамалеи, 19к2
+7 (495) 120-70-89, sales@cryopribor.ru

ООО "Криогенные приборы" – ведущий российский производитель криостатов и криогенного оборудования. За 17 лет работы нами поставлено более 200 криостатов и множество сопутствующего оборудования (гелиевых переливных линий, систем выдачи азота, систем сбора гелия, генераторов жидкого азота и т.п.).

Проточные гелиевые криостаты



Проточные гелиевые криостаты предназначены для проведения исследований образцов в диапазоне температур от <1.6 до 325 К.

Образец в таком криостате может быть расположен в вакууме либо в парах гелия (в динамическом потоке). В первом случае криостат может работать в любой ориентации, во втором – вертикально (с отклонением не более ±30º от вертикали), так как сам образец крепится на специальной загружаемой сверху вставке, которую можно извлечь для быстрой смены образца без необходимости отогрева всего криостата.



Существует специальная версия для микроскопии. Она имеет плоскую оптическую головку малой высоты (около 3-4 см) для размещения на предметном столике микроскопа, малое рабочее расстояние от поверхности окна до образца и специальную систему устранения термического дрейфа образца вдоль осей X и Y. Важным преимуществуем проточных криостатов является низкий уровень вибраций. Помимо этого, они имеют наиболее низкую цену среди всех систем, работающих при гелиевые температурах, и компактные размеры, что дает возможность легко перемещать криостат между лабораториями.

Азотные криостаты



Преимуществом азотных криостатов является простота конструкции (по сравнению с гелиевыми), низкая цена, широчайшие возможности по кастомизации, возможность применения недорогих, в т.ч. отечественных, температурных контроллеров. Такие криостаты просты в работе и не требуют сервисного обслуживания.



Обычно азотные криостаты изготавливаются в заливном исполнении, что обеспечивает низкий расход жидкого азота, а также устраняет необходимость в переливном устройстве. Однако возможна работа только в вертикальном положении (с отклонением не более ±30º от вертикали).

Базовая температура составляет 78К, однако в ряде случае (при откачке паров азота) возможно ее снижение до ~65К. Существуют модификации заливных криостатов для специальных применений, которые могут работать в любом положении (на рисунке слева).

В большинстве случаев образец в таких криостатах размещается в вакууме, реже – в парах азота или в жидком азоте. Возможны как оптические, так и неоптические исполнения, в том числе под большие размеры образцов или с узким наконечником для использования совместно с магнитами.

Криостат открытого потока



Криостат открытого потока предназначен для охлаждения образцов, находящихся в атмосферном воздухе. Криостатирование образца производится в диапазоне температур 4,5 — 120 К при работе с жидким гелием, и от 80 до 150К при работе с жидким азотом. Возможно исполнение с охладителем замкнутого типа, которое позволяет использовать для работы газ из баллона, охлаждать его криорефрижератором и далее подавать на образец.



Конструкция криостата позволяет встроить его в рентгеновский дифрактометр, обеспечить равномерное захолаживание образцов и предоставить круговой доступ к образцу (во всех положениях гониометра) на близкой дистанции.

Между образцом, источником и детектором дифрактометра нет никаких преград, что существенно упрощает процесс исследований.

Заливные гелиевые криостаты

Заливные гелиевые криостаты предназначены для проведения исследований образцов в диапазоне температур от <2 до 325 К и выше. Преимущества: возможность работы при очень низких температурах (до 1.3 К), малый расход жидкого гелия, наименьшие вибрации среди всех стандартных криостатов.

Недостатки: возможность работы только в вертикальном положении и относительно высокая цена.

Образец в заливном гелиевом криостате может быть расположен в вакууме, в парах либо в жидком гелии. Во втором и третьем случае обычно доступна возможность быстрой смены образца без необходимости отогрева криостата. Криостат может быть выполнен как с азотной рубашкой, так и без нее, но первый вариант обеспечивает меньший расход гелия.

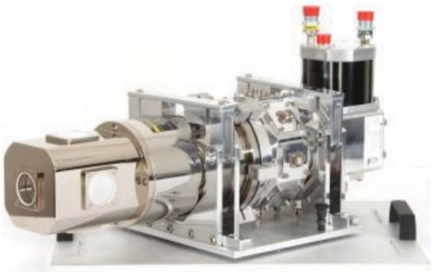
Криоприбор

ООО "Криогенные приборы"
123098, Москва, ул. Гамалеи, 19к2
+7 (495) 120-70-89, sales@cryopribor.ru

Криостаты замкнутого цикла (стандартное исполнение)



Это наиболее простые и бюджетные «сухие» криостаты. Они обеспечивают пользователю возможность термостатирования образца в диапазоне температур от 3…20 К до 325 К (опционально — до 500 К). Образец находится в вакууме. Замкнутый цикл позволяет полностью отказаться от жидких хладагентов (азота и гелия), из-за чего криостаты и называют «сухими». Криостаты на криорефрижераторах с циклом Гиффорда-МакМагона, могут работать в любом положении.



Такие криостаты не имеют подавления вибраций, они передаются на образец напрямую от криорефрижератора. В случае ГМ криорефрижераторов, вибрации на образце составляют ~20…800 мкм, а при использовании пульсационной трубы – 1…5 мкм.

Существуют как оптические, так и неоптические исполнения. Оптический доступ в стандартном исполнении к образцу возможен по двум взаимно-перпендикулярным осям. Доступна возможность установки дополнительного окна в торец криостата, либо разработка оконного блока под задачи пользователя.

«Сухой» криостат с образцом в газе, или криостаты с верхней загрузкой образца («top-loading cryostat»)



Такие криостаты применяются в двух случаях: при частой смене образцов и при температурных исследованиях образцов с низкой теплопроводностью (например, порошков, теплоизоляторов или ячейки с жидкими образцами).

В конструкции такого криостата криогенный рефрижератор термически связан с нижней частью шахты. В шахту устанавливается шток (вставка) с держателем образца и напускается гелиевый газ, который выполняет функцию теплового проводника. Это позволяет эффективно термостатировать образцы с плохой теплопроводностью и/или образцы сложной формы, например, порошки различных материалов. Быстрая смена образцов возможна за счет того, что для не требуется отогревать весь криостат. Имеется возможность исполнения с низким (< 100 нм) уровнем вибраций, когда шток устанавливается на отдельный суппорт, расположенный, например, на оптическом столе. Отдельно стоит отметить криостат для Мессбауэровской спектроскопии, где криорефрижератор расположен снизу, и над ним расположена шахта под образец.

Криостат замкнутого цикла с образцом в вакууме с низким уровнем вибраций



Для снижения вибраций на образце в криостатах на базе криорефрижераторов на цикле Гиффорд-МакМагона разработаны специальные интерфейсы для устранения прямого контакта между самим рефрижератором и держателем образца. При этом блок образца монтируется на одной базе (например, на оптическом столе), а криорефрижератор – на другой (обычно на напольном суппорте). Типичный уровень вибраций в таких криостатах – менее 100 нм (согласно материалам зарубежных производителей и собственным тестам).

Из недостатков таких криостатов следует выделить достаточно большой размер, необходимость установки двух суппортов, а также снижение мощности охлаждения и повышение базовой температуры из-за наличия теплопередающего интерфейса.

Есть специальная версия для оптической микроскопии, когда образец расположен в L-образно вынесенном блоке. Оптическая ось при этом может быть как параллельна, так и перпендикулярна оптическому столу (и может быть изменена в процессе эксплуатации).

Криостаты для работы с температурами ниже 1К



В этом диапазоне температур можно выделить 3 основных типа криостатов:

- криостаты на откачке паров ^{4}He (до ~0.9К) либо ^{3}He (до ~0.3К). Такие системы основаны на принципе конденсации жидкого ^{3}He либо ^{4}He с последующей его откачкой турбомолекулярным насосом. Имеют три ступени охлаждения (50К, 4К, 1/0.3 К);
- криостаты растворения ^{3}He-^{4}He работают до температур <20 мК. Имеют четыре ступени охлаждения (50К, 4К, 1К, <50 мК);
- криостаты с модулем ядерного размагничивания, которые позволяют работать с температурами ниже 1 мК. Имеют пять ступеней охлаждения (50К, 4К, 1К, 20 мК, NDR).

Основные применения: физика сверхнизких температур, исследования кубитов, построение квантовых компьютеров. Образец находится в вакууме, при этом медная пластина для размещения образцов обычно имеет диаметр от 200 до >500 мм. В предлагаемых нами системах к этой пластине можно подвести до 200 коаксиальных проводов.

Помимо этого, наша компания готова изготовить нестандартные криостаты практически под любые задачи пользователя. Мы открыты к сотрудничеству с научными группами по созданию новых приборов.

Компания «Ксиллект» более 10 лет разрабатывает и производит контрольно-измерительное и научно-исследовательское оборудование для науки и промышленности.

В 2024 году компания представила серию сканирующих зондовых микроскопов N-lekta — LR200 и SR40. Обе платформы вместе с программным обеспечением «СтатАналитика.АСМ» охватывают широкий спектр методик атомно-силовой микроскопии — от анализа морфологии и механических свойств поверхности до локальных электрических, магнитных и электромеханических измерений.

Модель LR200 предназначена для технологического применения: платформа рассчитана на работу с крупногабаритными образцами вплоть до пластин диаметром 200 мм, а автоматизированный анализ шероховатости проводится в соответствии с требованиями отраслевых стандартов. С LR200 наноанализ переходит из разряда сугубо лабораторного оборудования в инструмент контроля качества непосредственно в рамках производственного цикла.

Технические характеристики LR200

Диапазон сканирования XYZ	90x90x9 мкм (±10%)
Диапазон моторизованного перемещения образца по осям X, Y	200x200 мм
Максимальный размер образца (ДхШхВ)	200x200x30 мм
Максимальная скорость позиционирования	5 мм/с
Точность позиционирования в плоскости XY	≤ 2 мкм



SR40 — исследовательская платформа с открытой масштабируемой архитектурой. Прямой доступ к образцу и набор дополнительных модулей позволяют дополнять атомно-силовую микроскопию совмещенными измерениями — например, объединять морфологические и электрические карты с КР или ИК спектроскопией на одном образце. Измерения можно проводить не только на воздухе, но и в вакууме, в контролируемой атмосфере, в жидкости и при заданной температуре.

Технические характеристики SR40

Диапазон сканирования XYZ	90x90x9 мкм (±10%)
Диапазон перемещения образца с помощью микрометрических винтов по осям X, Y	5x5 мм
Максимальный размер образца (ДхШхВ)	40x40x30 мм
Видеомикроскоп с плавным увеличением	Макс. разреш. 3 мкм



Программное обеспечение «СтатАналитика.АСМ» на обеих платформах оптимальным образом автоматизирует сложный подбор аппаратных настроек, что позволяет оператору сфокусироваться на результате, не тратя время на рутинные операции. Продвинутые алгоритмы обработки данных обеспечивают быстрый и достоверный анализ полученных результатов.

Мы подбираем конфигурацию оборудования под конкретную задачу заказчика — будь то фундаментальное исследование, верификация результатов ОКР или контроль качества в технологическом процессе.

+7 (495) 604-10-13 info@xillect.ru xillect.ru