

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Труды XXVII Международного симпозиума

13–16 марта 2023 г., Нижний Новгород

Том 2

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Секция 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Нижний Новгород
ИПФ РАН
2023

УДК 538.9(063)
ББК 22.37я431
32.844.2я431
Н-25

Н-25 В 2 томах. Том 2-й. — Нижний Новгород : ИПФ РАН, 2023. — 468 с.
ISBN 978-5-8048-0120-6

Организаторы

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Отделение физических наук РАН
Научный совет РАН по физике полупроводников
Научный совет РАН по физике конденсированных сред
Институт физики микроструктур РАН
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

Сопредседатели программного комитета

С. В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН, Нижний Новгород;
З. Ф. Красильник, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Нижний Новгород.

Учёный секретарь Симпозиума

Д. А. Татарский, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Нижний Новгород

Программный комитет

А. Ю. Аладышкин, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
В. В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И. С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черногловка
В. А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
В. А. Быков, д.т.н.	NT-MDT Spectrum Instruments, Москва
В. А. Волков, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В. И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. Б. Грановский, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
К. Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А. М. Прохорова РАН, Москва
С. В. Зайцев-Зотов, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
С. В. Иванов, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Е. Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В. В. Кведер, академик РАН	ИФТТ РАН, Черногловка
И. В. Кукушкин, академик РАН	ИФТТ РАН, Черногловка
В. Д. Кулаковский, академик РАН	ИФТТ РАН, Черногловка
А. В. Латышев, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
А. С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. А. Мильяев, д.ф.-м.н.	ИФМ УрО РАН им. М. Н. Михеева, Екатеринбург
В. Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. А. Никитов, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
А. В. Новиков, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. В. Рощупкин, д.ф.-м.н.	ИПТМ РАН, Черногловка
В. В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногловка
А. В. Садовников, к.ф.-м.н.	СГУ им. Н. Г. Чернышевского, Саратов
Н. Н. Салащенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Ю. А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А. А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
А. В. Чаплик, академик РАН	ИФП СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск
Н. И. Чхало, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Т. В. Шубина, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Организационный комитет

В. Г. Беллюстина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Зорина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. В. Иконников	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
Д. А. Камелин	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Р. С. Малофеев	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. С. Михайленко	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Н. Садова	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Е. Пестов	ИФМ РАН, Нижний Новгород

ISBN 978-5-8048-0120-6

ББК 22.37я431

32.844.2я431

© ИПФ РАН, 2023

© ИФМ РАН, 2023

СПОНСОРЫ СИМПОЗИУМА

NT-MDT
Spectrum Instruments

Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс, ntmdt-si.ru



АО «Завод ПРОТОН», microscopy.su

ЭКСИТОН Аналитик

ООО «Экситон Аналитик», exiton-analytic.ru



ООО «Сигм плюс инжиниринг», massflow.ru

МЕЛИТЭК
ТЕСТИНГ

ООО «Мелитэк тестинг», melytec-testing.ru

Криоприбор

ООО «Криогенные приборы», cryopribor.ru



АО ОПТЭК, optec.ru



АО «Научное и технологическое оборудование», semiteq.ru



ООО «АКА-ЛОДЖИК», nanoafm.ru

"НАУКА"

Центр Технического Сопровождения

ЦТС «Наука», nauka-shop.ru



ООО «Адватекс», advatex.ru

СЕКЦИЯ 3

**Полупроводниковые
наноструктуры: электронные,
оптические свойства,
методы формирования**

Энергетический спектр новых GaSb/AIP квантовых точек

Д. С. Абрамкин^{1,2,*}, М. О. Петрушков¹, Д. Б. Богомолов¹, М. Ю. Есин¹,
М. А. Путятю¹, В. В. Преображенский¹

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

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

* dalamber.07@mail.ru

Исследованы процессы формирования самоорганизованных квантовых точек (КТ) в гетеросистеме GaSb/AIP. Изучение кристаллического строения полученных КТ показало, что (1) КТ состоят из твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ и (2) упругие деформации в них практически полностью релаксировали. Экспериментальные исследования энергетического спектра КТ показали, что они характеризуются энергетическим спектром второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X долине зоны проводимости AIP, а основное дырочное состояние лежит в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов энергетического спектра КТ позволило оценить содержание атомов Al в составе твердого раствора (не более 10%) и получить оценку на значение энергии локализации дырок в КТ — 1.65–1.70 эВ. Такое высокое значение энергии локализации дырок в КТ позволяет ожидать, что время хранения заряда в таких КТ составит более 10 лет, что делает их перспективным для создания ячеек энергонезависимой памяти.

Введение

Недавние теоретические исследования энергетического строения квантовых точек (КТ), формирующихся в гетеросистеме GaSb/AIP [1], показали, что такие КТ могут характеризоваться энергией локализации дырки (E_{loc}) вплоть до 2 эВ. В соответствии с результатами [2], при данной E_{loc} ожидается гигантское время хранения заряда в КТ $\gg 100$ лет. Гетероструктуры с такими КТ могут найти применение в качестве плавающего затвора в устройствах флеш-памяти, основанных на материалах A^3B^5 [3]. Сочетание высокого быстродействия, сравнимого с DRAM, и энергонезависимого хранения заряда делает такую память одним из кандидатов на роль универсальной памяти. На данный момент рекордное значение E_{loc} реализовано для GaSb/GaP КТ и составляет 1.18 эВ, что обеспечивает время хранения заряда 4 дня [4]. К сожалению, этого не достаточно для создания полноценной энергонезависимой памяти, а, значит, поиск и получение новых КТ с большей E_{loc} остается актуальной задачей. Рассматриваемые GaSb/AIP КТ ранее экспериментально не изучались. В докладе обсуждаются результаты экспериментальных исследований энергетического строения новых GaSb/AIP КТ.

Рост гетероструктур

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si(100) подложках. После роста буферных слоев GaP/Si выращивался 150 нм слой AIP при температуре подложки (T_S) 450 °C. Рост КТ проходил путем осаждения 1.6 монослоев (МС) GaSb на поверхность AIP при той же T_S с последующим прерыванием роста на 30 с. Сформированные КТ зарастивались слоем AIP толщиной 150 нм при той же T_S . В целях предотвращения окисления AIP гетероструктура закрывалась 25 нм слоем GaP. Для сравнения была выращена структура с AIP слоями без КТ. Кроме того, выращена структура с незахороненными КТ для проведения исследований методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Кристаллическое строение КТ

Процесс формирования КТ *in situ* контролировался методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). При осаждении GaSb в количестве менее 1.55 МС картина ДБЭО соответствует двумерной дифракции на реконструированной поверхности.

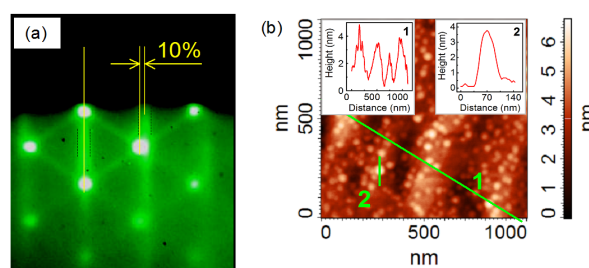


Рис. 1. Картина ДБЭО, полученная после формирования КТ (a); пунктиром отмечены рефлексы, связанные с дифракцией на поверхностной сверхструктуре AIP. АСМ-изображение поверхности структуры с незахороненными КТ (b)

Осаждение GaSb свыше 1.55 МС приводит к появлению брэгговских рефлексов, соответствующей дифракции электронов на объемных островках. Анализ геометрии картины брэгговских рефлексов, представленной на рис. 1, а, показывает, что постоянная решетки в образовавшихся островках превосходит постоянную решетки AIP на $10 \pm 1\%$. Поскольку расхождение параметров решетки GaSb и AIP составляет 10.5% [5], это позволяет утверждать, что упругие деформации в таких КТ практически полностью релаксировали. Принимая во внимание тот факт, что постоянная решетки GaSb практически не отличается от постоянной решетки AlSb [5], мы можем утверждать, что КТ состоят из твердого раствора $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}$. АСМ-исследование гетероструктуры с незахороненными КТ, проведенное непосредственно после извлечения гетероструктуры из ростовой камеры, показало, что плотность массива КТ составляет $2.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, вертикальные размеры КТ лежат в пределах 2–4 нм, а горизонтальные — в пределах 30–60 нм (рис. 1, b).

Энергетический спектр КТ

Проведены измерения спектров низкотемпературной (5 К) нерезонансной стационарной фотолуминесценции (ФЛ) гетероструктур с захороненными КТ и без КТ. Сравнение спектров ФЛ этих структур позволило выявить полосу ФЛ, связанную с рекомбинацией в КТ (рис. 2, *a*).

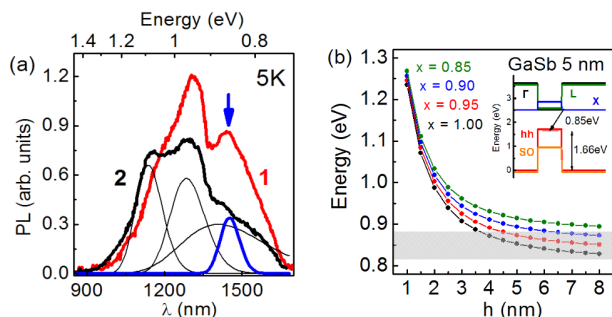


Рис. 2. Спектры стационарной ФЛ структуры с КТ (1) и без КТ (2), измеренные при 5 К; синяя стрелка показывает полосу ФЛ, связанную с КТ (*a*). Расчетные зависимости энергии оптического перехода от высоты $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}/\text{AIP}$ КТ; заштрихованная область соответствует энергии оптического перехода в КТ по данным ФЛ (*b*). На вставке представлена зонная диаграмма для GaSb/AIP КТ высотой 5 нм

Эта полоса имеет максимум на энергии 0.85 эВ, и характеризуется шириной около 60 мэВ. По-видимому, релаксация упругих деформаций в КТ прошла в результате введения сетки ломеровских дислокаций, не увеличивающих темп безызлучательной рекомбинации в КТ, потому что ядро таких дислокаций не содержит свободных атомных связей [6].

Выполнены расчеты энергетического строения полностью релаксированных $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}/\text{AIP}$ КТ с учетом данных об их размерах. Расчеты проведены в рамках 8-зонного $k \times p$ приближения. Результаты

расчетов представлены на рис. 2, *b*. Сопоставление данных ФЛ с результатами расчетов показало, что КТ характеризуются энергетическим спектром второго рода с основным электронным состоянием, лежащим в X долине зоны проводимости AIP. Также показано, что доля атомов Al в составе твердого раствора КТ не может превышать 10%. Получена оценка значения E_{loc} 1.65–1.70 эВ. В соответствии с результатами [2], эта оценка позволяет ожидать длительного (>10 лет) хранения заряда в полученных КТ.

Заключение

Были получены GaSb/AIP гетероструктуры с новыми КТ. Показано, что упругие деформации в таких КТ практически полностью релаксируют. Исследования энергетического спектра КТ позволили получить оценку на значение E_{loc} 1.65–1.70 эВ, что позволяет ожидать длительное (>10 лет), хранение заряда в КТ.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-20031, <https://rscf.ru/project/22-22-20031/>, а также за счет гранта Правительства Новосибирской области p-14.

Литература

1. D.S. Abramkin, *et. al.* // *Nanomat.*, 12, 3794 (2022).
2. T. Nowozin, *et. al.* // *J. Nanomat.* 2013, 215613 (2013).
3. A. Marent, *et. al.* // *Semicond. Sci. Technol.* 26, 014026 (2011).
4. L. Bonato, *et. al.*, *Phys. Stat. Sol. B*, 253, 1869 (2016).
5. I. Vurgaftman, *et. al.* // *J. Appl. Phys.* 89, 5815 (2001).
6. J. N. Stirman, *et. al.* // *Appl. Phys. Lett.* 84, 2530 (2004).

Удаление оксида и трансформация поверхности InP(001) в потоке мышьяка

Д. В. Дмитриев*, Д. А. Колосовский, В. А. Голяшов, Д. С. Абрамкин, А. И. Торопов, К. С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
* ddmiriev@isp.nsc.ru,

Методами дифракции быстрых электронов на отражение и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии определены толщина и состав оксида на поверхности *epi-ready* InP(001), изучен процесс термического удаления оксида, изменение структуры и элементного состава приповерхностного слоя в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме.

Введение

Для создания приборов опто-, микроэлектроники и радиофотоники активно используются подложки InP(001) [1–3]. Эпитаксиальный рост начинается с получения атомарно-чистой поверхности InP подложки путем термической очистки [4] в установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для предотвращения неконгруэнтного разложения InP, отжиг осуществляют в потоке мышьяка или фосфора. Отжиг в потоке мышьяка позволяет получить резкую гетерограницу слой/подложка и избежать неконтролируемого встраивания фосфора в мышьяк-содержащие слои InAlAs/InGaAs, согласованные по параметру кристаллической решетки с подложкой InP(001). Понимание процессов очистки поверхности важно для технологии роста гетероэпитаксиальных структур, так как они влияют на начальные этапы зародышеобразования, которые непосредственно следуют за очисткой поверхности и могут определять характеристики и качество синтезируемых эпитаксиальных слоев. В работе методами дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) определены толщина и состав оксида на поверхности *epi-ready* InP(001), изучены процесс термического удаления оксида, изменение структуры и элементного состава приповерхностного слоя в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме.

Методика эксперимента и оборудование

Экспериментальные образцы были вырезаны из одной *epi-ready* подложки InP(001) фирмы AXT и параллельно исследовались в МЛЭ- и РФЭС-системах. Исследования поверхностных процессов *in-situ* на подложке InP проводились в установке МЛЭ Riber Compact-21T. Процесс удаления оксида регистрировался и анализировался с помощью системы анализа картин ДБЭО kSA 400 k-Space Associates. Определение толщины и анализ состава оксидного слоя проводились в установке Specs ProvenX-ARPES.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Мы наблюдали медленное возрастание интенсивности (00) рефлекса при $T > 250$ °C без потока мышьяка, что говорит о термическом удалении оксида (рис. 1). В момент подачи потока мышьяка $F_{As} = 6 \cdot 10^{-6}$ Torr при $T = 300$ °C не происходит изменений

в зависимости интенсивности (00) рефлекса, т. е. вклад взаимодействия с мышьяком в утонение оксида незначителен. При $T \sim 350$ °C характер процесса удаления оксида резко изменяется, что связано с активацией химической реакции взаимодействия мышьяка с оксидом. Действительно, согласно закону Вант-Гоффа, повышение температуры на 10 градусов приводит к увеличению скорости реакции в 2–4 раза. При большом потоке мышьяка $F_{As} = 2 \cdot 10^{-5}$ Torr происходит резкое утонение слоя оксида. Это связано с повышенным вкладом химических реакций мышьяка и оксида, который пропорционален концентрации мышьяка. Однако в результате этих реакций оксид не удаляется полностью, и при дальнейшем нагреве происходит медленное термическое утонение оксида. При температуре $T \sim 410$ °C достигается максимум интенсивности (00) рефлекса, что свидетельствует о полном удалении оксидного слоя, который более не рассеивает электронный пучок [5]. Последующее понижение интенсивности (00) рефлекса связано с увеличением шероховатости поверхности вследствие десорбции фосфора и сегрегации индия, но при большом потоке мышьяка оно происходит медленнее, поскольку поток мышьяка понижает десорбцию элементов V-группы с поверхности.

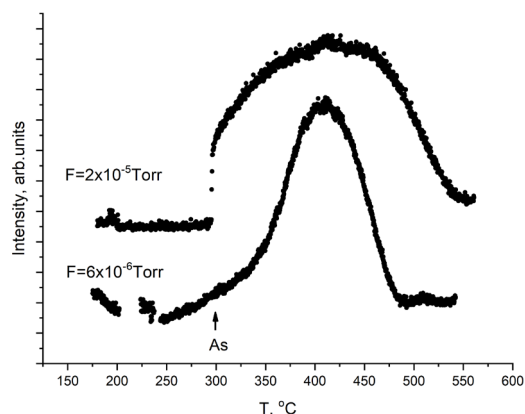


Рис. 1. Изменение интенсивности (00) рефлексов ДБЭО картины при отжиге InP в потоке мышьяка

При взаимодействии мышьяка с окисленной поверхностью InP в процессе отжига последовательно наблюдаются сверхструктуры $(1 \times 1)/(2 \times 1) \rightarrow (2 \times 3) \rightarrow (2 \times 6) \rightarrow (4 \times 2)$, указывающие на процессы замещения фосфора мышьяком [6]. В процессе удаления оксида формируется твердый раствор $InP_{1-x}As_x$ толщиной 2–

3 бислоя, состав которого зависит от температуры отжига и потока мышьяка [7].

Установлено, что толщина оксидного слоя составляет 0.5 ± 0.1 нм, состоит преимущественно из оксидов фосфора, а также оксидов и гидроксидов индия.

Процесс удаления оксида можно записать в виде реакции термического разложения оксида состоящего из смеси аморфных оксидов и гидроксидов (In_2O_3 , InPO_3 , InPO_4 , $\text{In}(\text{OH})_3$ и $\text{In}(\text{PO}_3)_3$), и разложения из-за взаимодействия с мышьяком. Оксиды термически разлагаются до In , P_2 и O_2 . Гидроксид индия $\text{In}(\text{OH})_3$

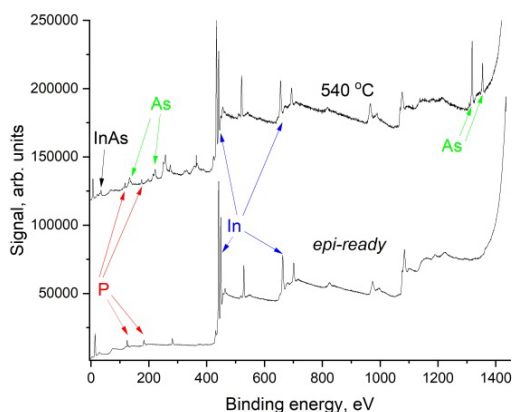


Рис. 2. Обзорный РФЭС-спектр поверхности InP epi-ready и отожженной при 540 °C. Стрелками указаны характерные пики

при $T < 250$ °C термически разлагается на In_2O_3 и H_2O . Далее оксид индия может взаимодействовать с мышьяком с образованием InAs , а вода удаляется. Появление InAs наблюдается в спектрах РФЭС после отжига (рис. 2).

При отжиге в потоке мышьяка экспериментально показано, что оксидный слой состоит из оксидов двух типов, один из которых активно взаимодействует с мышьяком, а второй разлагается преимущественно термически и полностью удаляется при температуре 420 ± 10 °C.

Литература

1. А. Л. Чиж и др. // Письма в ЖТФ, том 45, вып. 14, с. 52 (2019).
2. К. С. Журавлев и др. // ЖТФ, том 91, вып. 7, с. 1158 (2021).
3. K. S. Zhuravlev et al. // J. Semicond., 43, 012302 (2022).
4. D. V. Dmitriev et al. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., 475, 012022 (2019).
5. Д. В. Дмитриев и др. // Автометрия, 57, 5 (2021).
6. D. V. Dmitriev et al. // PIERS Proceedings, 1, 430 (2015).
7. D. V. Dmitriev et al. // Surface Science. V. 710, 121861 (2021).

Подвижность двумерного электронного газа на разных уровнях размерного квантования в гетероструктурах DA-pHEMT

Д. Ю. Протасов^{1,2,*}, А. К. Бакаров¹, Д. С. Абрамкин¹, В. Я. Костюченко³,
К. С. Журавлев¹

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

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

³ Сибирский государственный университет геосистем и технологий, ул. Плеханова, д. 10, Новосибирск, 630108

* protasov@isp/nsc.ru

На гетероструктурах pHEMT с донорно-акцепторным легированием и разной глубиной квантовой ямы измерены магнитопольные зависимости продольной ρ_{xx} и поперечной ρ_{xy} компонент тензора удельного сопротивления в магнитных полях до 4 Тл при температуре 4.2 К. При помощи фурье-преобразования осцилляций Шубникова — де Гааза показано, что в исследуемых гетероструктурах заполнены два уровня размерного квантования, причем степень заполнения верхнего уровня возрастает при увеличении глубины квантовой ямы (при неизменном уровне легирования). Анализ магнитопольных зависимостей ρ_{xx} и ρ_{xy} в слабых магнитных полях позволил определить, что подвижности электронов на заполненных уровнях размерного квантования в исследуемых гетероструктурах практически не отличаются.

Введение

Псевдоморфные гетероструктуры с повышенной подвижностью электронов (pseudomorphic high electron mobility transistor, pHEMT) pHEMT с донорно-акцепторным легированием (DA-pHEMT) позволяют увеличивать концентрацию двумерного электронного газа (ДЭГ) до $(4-5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ без появления параллельной проводимости по донорным δ -слоям [1]. При такой высокой концентрации ДЭГ заполняются два или три уровня размерного квантования.

Вследствие различного распределения электронной плотности по ширине квантовой ямы (КЯ), а также из-за разной степени проникновения волновых функций в широкозонные барьерные слои (что приводит к изменению усредненной эффективной массы ДЭГ) подвижность ДЭГ на разных уровнях размерного квантования может отличаться. Различная подвижность приводит к появлению положительного магнитосопротивления [2–5]. Поэтому измерение магнитопольных зависимостей продольной и поперечной компонент тензора удельного сопротивления в слабых магнитных полях позволяет разделить вклады каждой из подзон размерного квантования при помощи метода «спектр подвижности» [2–4].

В данной работе исследовалось изменение концентрации и подвижности ДЭГ на заполненных уровнях размерного квантования в гетероструктурах DA-pHEMT при варьировании глубины КЯ путем увеличения мольной доли индия в диапазоне от 0.06 до 0.18 для неизменного уровня легирования.

Для определения количества заполненных уровней размерного квантования, а также их заселенности, были измерены осцилляции Шубникова — де Гааза при температуре 4.2 К и в магнитных полях до 4 Тл. Для расчета подвижности электронов на разных уровнях размерного квантования использовались измерения эффекта Холла и магнитосопротивления в магнитном поле до 1 Тл. Эти зависимости обрабатывались при помощи метода «спектр подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены измеренные магнитопольные зависимости продольной ρ_{xx} и поперечной ρ_{xy}

компонент тензора удельного сопротивления для трех исследуемых образцов.

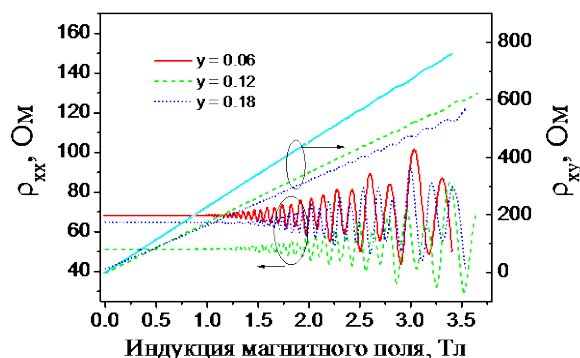


Рис. 1. Зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля

Уменьшение наклона зависимости ρ_{xy} при увеличении мольного содержания индия свидетельствует об увеличении концентрации ДЭГ. Отметим, что положительное магнитосопротивление отсутствует.

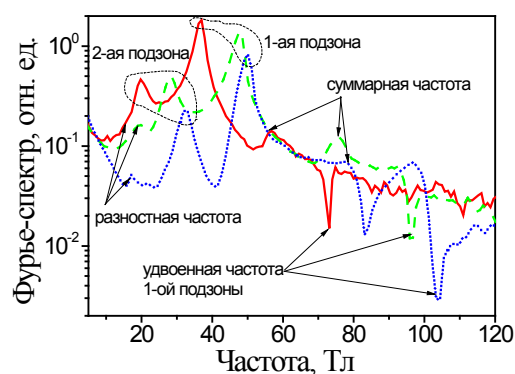


Рис. 2. Преобразование Фурье осцилляций Шубникова — де Гааза. Обозначение образцов совпадает с рис. 1

Наличие биений на осцилляциях Шубникова — де Гааза указывает на заполнение нескольких подзон размерного квантования. Результаты преобразования Фурье, приведенные на рис. 2, позволяют увидеть это более ясно.

Три главных пика на рис. 2 соответствуют электронам на нижнем уровне размерного квантования,

три следующих по величине пика обусловлены электронами на верхнем уровне. Вместе с этим на рис. 2 наблюдаются пики, связанные с резонансными переходами между уровнями Ландау, принадлежащими соседним подзонам — разностные $f_1 - f_2$ и суммарные $f_1 + f_2$ частоты. Отметим, что на месте удвоенных частот 1-й подзоны в спектрах Фурье для всех образцов имеются провалы.

Измеренные зависимости продольной и поперечной компонент тензора удельного сопротивления аппроксимировались методом многозонной подгонки. Результаты подгонки показаны на рис. 3.

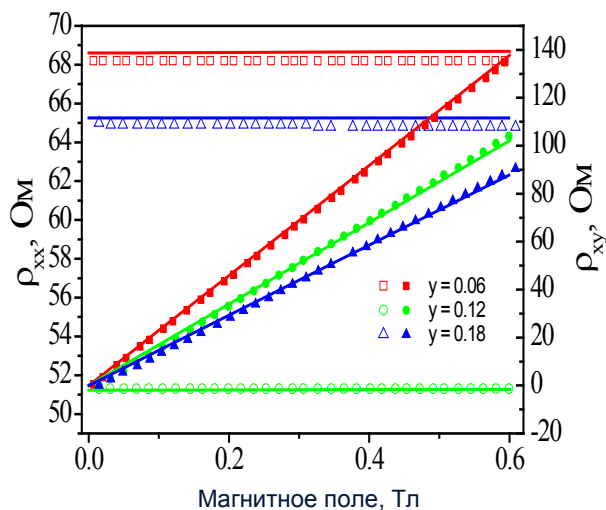


Рис. 3. Экспериментальные значения ρ_{xx} (пустые символы) и ρ_{xy} (заполненные символы). Линиями показаны результаты подгонки

Полученные в результате аппроксимации экспериментальных результатов значения концентрации и подвижности приведены в табл. 1.

В таблице 1 значения концентраций электронов, определенные по положению максимумов на спектрах фурье-преобразований осцилляций Шубникова — де

Гааза, рассчитывались по формуле $n_i = 2eB_i / h$, где B_i — частота соответствующего максимума в спектре Фурье.

Таблица 1. Значения концентрации и подвижности электронов

y	Шубников — де Гааз		Аппроксимация			
	$n_0, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$n_1, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$n_0, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_0, 10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\times\text{с})$	$n_1, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu_1, 10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\times\text{с})$
0.06	1.78	0.94	1.86	3.33	0.95	3.06
0.12	2.30	1.36	2.27	3.40	1.41	3.19
0.18	2.42	1.53	2.36	2.23	1.54	2.26

Как можно видеть из табл. 1, концентрации электронов, полученные при помощи многозонной подгонки, хорошо соответствуют значениям концентрации, определенным из спектров Фурье осцилляций Шубникова — де Гааза. Подвижность на различных уровнях размерного квантования практически совпадает. Поэтому на измеренных зависимостях продольной компоненты тензора удельного сопротивления не наблюдается положительного магнито-сопротивления.

Литература

1. D. V. Gulyaev, K. S. Zhuravlev, A. K. Bakarov *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., **49**(9), 095108 (2016).
2. A. Panaev, S. A. Studenikin, D. I. Lubyshev *et al.* // Semicond. Sci. Technol., **8**, 1822 (1993).
3. I. A. Panaev, S. A. Studenikin, V. A. Tkachenko *et al.* // Semicond. Sci. Technol., **11**, 1857 (1996).
4. Z. W. Zheng, B. Shen, Y. S. Gui *et al.* // Appl. Phys. Lett. **82**, 1872 (2003).
5. В. А. Кульбачинский, Л. Н. Овешников, Р. А. Лунин *и др.* // ФТП, **49**(2), 204 (2015).

Релаксация свойств структур «кремний на изоляторе» с различными дозами имплантации водорода после воздействия гамма- и гамма-нейтронного излучения

Н. Д. Абросимова^{1,*}, П. А. Юнин^{2,**}, М. Н. Дроздов², С. В. Оболенский^{1,3}

¹ Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю. Е. Седакова», ул. Тропинина, д. 47, Нижний Новгород, 603950

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

³ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600

*andnenastik@inbox.ru, **yunin@ipmras.ru

Приведены результаты комплексного исследования релаксации структур «кремний на изоляторе» с различными дозами имплантации водорода после воздействия гамма- и гамма-нейтронного излучений. Исследования проводились методами псевдо-МДП транзистора, ВЧ ВФХ, ВИМС, рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии, ИК-спектроскопии. Получено, что релаксация зарядовых свойств структур «кремний на изоляторе» имеет различный характер и продолжительность после воздействия излучений различной природы. Примесный состав в большей степени влияет на параметры структур после воздействия гамма-излучения, чем после нейтронного.

Современные системы связи, обработки, хранения и передачи информации, автоматизированные системы управления оборудованием, аппаратуру для спутниковой навигации, системы искусственного интеллекта невозможно представить без полупроводниковых интегральных микросхем.

Корпускулярные и фотонные излучения, возникающие в результате естественных или искусственных радиоактивных распадов веществ, реакций деления и синтеза, ядерных взрывов и некоторых процессов в космической среде, оказывают негативное влияние на функциональные характеристики интегральных микросхем в составе РЭА, сложнофункциональных комплексов и систем.

Отказ микросхемы может произойти не только в момент дестабилизирующего воздействия или сразу после него, но и спустя некоторый промежуток времени или в результате нового воздействия, гораздо слабее предыдущего. Причиной могут быть именно допороговые эффекты с участием метастабильных комплексов, в том числе с участием остаточного водорода. Выход из строя одной микросхемы может повлечь сбой в работе или отказ дорогостоящего комплекса. Поэтому задача снижения времени релаксации свойств как изделий РЭА, так и материалов после ионизирующих воздействий является актуальной.

Исследовались структуры «кремний на изоляторе», изготовленные по технологии водородного переноса, с различными дозами имплантации водорода

для расщепления. Приборный слой и подложка имели r-тип проводимости и кристаллографическую ориентацию $\langle 100 \rangle$. Толщины приборного слоя и скрытого диэлектрика составляли 200 нм. Электрофизические характеристики и параметры микрорельефа структур, облученных гамма-излучением (обозначены с индексом U), сравнивались с характеристиками структур, облученных гамма-нейтронным излучением (обозначены с индексом R) и сопоставлялись с характеристиками контрольных образцов (индекс N). Большее число перед буквенным индексом соответствует большей дозе имплантации водорода.

Из вольт-амперных характеристик (ВАХ), представленных на рис. 1, можно заключить, что на образцах 1N-5N (не подвергавшихся воздействию) проявляется влияние подложки, для образцов 3N-5N больше, чем для образцов 1N-2N. Гамма- и гамма-нейтронное излучение привело к уменьшению токов на два порядка. Токи объемных утечек выше после воздействия гамма-излучения, чем после воздействия гамма-нейтронного излучения, и выше для образцов 3–4, чем для 1, 2, 5, 6.

Из данных рентгеновской дифрактометрии, представленных на рис. 2, видно, что контраст осцилляций для облученных образцов лучше, чем для контрольных, что свидетельствует об улучшении резкости интерфейсов в результате облучения и последующей релаксации при нормальных условиях. Можно предположить, что в облученных структурах

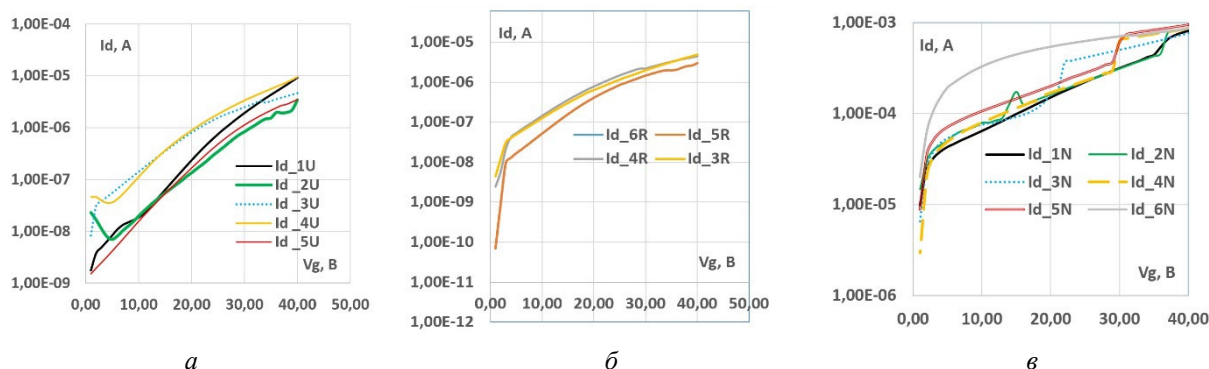


Рис. 1. ВАХ пластин КНИ после облучения гамма-излучением (а), гамма-нейтронным излучением (б), контрольных (в)

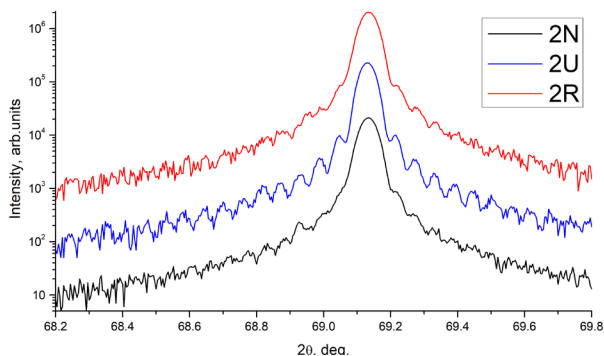


Рис. 2. Дифрактограммы приборного слоя кремния образцов КНИ, подвергавшихся воздействию гамма-излучения, гамма-нейтронного излучения и контрольного

проходит мягкий пострадиационный отжиг, который приводит к улучшению характеристик интерфейсов между слоями, что наиболее заметно проявляется для образцов, подвергшихся воздействию гамма-излучения. Также следует отметить, что для образцов, подвергавшихся воздействию гамма- и гамма-нейтронного излучения, граница поверхности приборного слоя кремния с естественным оксидом также становится более четкой.

Комплексные исследования примесно-дефектного состава методами ИК-спектроскопии, малоугловой рентгеновской дифракции, ВИМС в сочетании с исследованием ЭФХ пластин показали, что до воздействия излучений различия ВАХ структур КНИ коррелируют с распределением водорода, хлора и SiN. После воздействия гамма-излучения — с распределением углерода, фтора, CN, после нейтронного воздействия нет корреляций с распределением примесей. Примесный состав в большей степени влияет на параметры структур после воздействия рентгеновского

Таблица 1. Значения подвижности электронов и плотности поверхностных состояний для образцов с различными дозами имплантации водорода после гамма- (U) и гамма-нейтронного (R) облучения

№	$\mu_n, \text{cm}^2/(\text{В}\times\text{с})$			$\text{Dit}, \text{cm}^{-2} \text{эВ}^{-1}, \times 10^{11}$		
	N	U	R	N	U	R
1	966	40	160	2	2	6
2	596	10	10	4,5	7	9
3	966	40	6	2	2	4
4	805	10	8	3,2	2	2

[1] или гамма-излучений, чем после нейтронного. Из данных табл. 1 видно, что значения подвижности и плотности поверхностных состояний не восстанавливаются после импульсных гамма- и нейтронного воздействий, но значения лучше для пластин с меньшей дозой имплантации водорода.

Финансирование

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Ядерная и радиационная физика»). РД- и ВИМС-исследования образцов SOI выполнялись в лаборатории диагностики радиационных дефектов в твердотельных наноструктурах ИФМ РАН при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (з/з № 0030-2021-0030).

Литература

1. N. D. Abrosimova, P. A. Yunin, M. N. Drozdov, S. V. Obolensky // Semiconductors. V **56** (8), p. 753–758 (2022).

Выстраивание горячих экситонов в гибридных наноструктурах металл-полупроводник

Н. С. Аверкиев*, А. В. Коротченков

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*averkiev@les.ioffe.ru

В настоящей работе продемонстрирована возможность оптической ориентации низкоразмерных экситонов ближним полем, создаваемым решеткой металлических наночастиц. Возбуждаемые таким образом экситоны обладают волновыми векторами, превосходящими волновой вектор света. Показано, что метод оптической ориентации может применяться для исследования структуры уровней и кинетики горячих экситонов в квантовой яме.

Введение

Применение методов оптической ориентации и выстраивания позволяет изучать тонкую структуру экситонных уровней в полупроводниковых наноструктурах, оценивать времена жизни и спиновой релаксации экситонов [1]. При прямых оптических переходах возбуждаются экситоны с волновыми векторами $\mathbf{K} \approx 0$, излучающие поляризованный свет на частоте $\omega_{\text{exc}}(0)$. Ориентация горячих экситонов в объемных кристаллах возможна путем «непрямого» поглощения света на частоте $\omega > \omega_{\text{exc}}(0)$ с испусканием оптических фононов. При этом люминесценция наблюдается на частотах $\omega - n\omega_{LO}$ с $n \geq 2$ [2]. Также горячие экситоны могут возбуждаться в гибридных наноструктурах с нанесенной на поверхность дифракционной решеткой, где экситонам передается импульс и поляризация (спин) поверхностных плазмонов [3].

Модель и метод расчета

Рассмотрим возможность ориентации экситонов в гибридной наноструктуре (рис. 1), которая состоит из квантовой ямы и слоя металлических частиц, образующих квадратную решетку с периодом a вдоль направлений x, y . При нормальном падении света $E^0 \exp[iq(\omega)z]$ с частотой ω в квантовой яме могут рождаться экситоны с волновыми векторами $\mathbf{K} = \mathbf{b}_m = b(m_x \mathbf{e}_x + m_y \mathbf{e}_y)$, $b = 2\pi/a$, при условии $\omega = \omega_{\text{exc}}(0) + \hbar \mathbf{b}_m^2 / 2M_{\text{exc}}$. В случае короткопериодной решетки векторы $\mathbf{b}_{m \neq 0}$ превосходят волновой вектор света $q = \sqrt{\epsilon} \omega / c$. Соответствующие экситоны возбуждаются поверхностными волнами, поле которых $E_m \exp(i\mathbf{b}_m \rho - \beta_m |z|)$, $\beta_m = \sqrt{\mathbf{b}_m^2 - q^2}$ убывает с расстоянием от решетки.

В узких квантовых ямах в отсутствие механических напряжений и встроенного электрического поля возбуждениями с наименьшей энергией оказываются экситоны с тяжелой дыркой. Состояния с проекцией углового момента $M = \pm 1$ на ось роста z взаимодействуют со светом правой и левой циркулярной поляризации $\mathbf{e}_{\pm} = (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) / \sqrt{2}$ соответственно. В продольном магнитном поле уровни $M = \pm 1$ расщепляются на величину $\hbar\Omega = g_{\parallel} \mu_B B_z$, так что $\omega_{\pm} = \omega_{\text{exc}}(K) \pm \Omega/2$.

Поляризация поверхностных волн с $\mathbf{b}_{m \neq 0}$ отличается от поляризации света, падающего на решетку. В дипольном приближении амплитуды волн равны

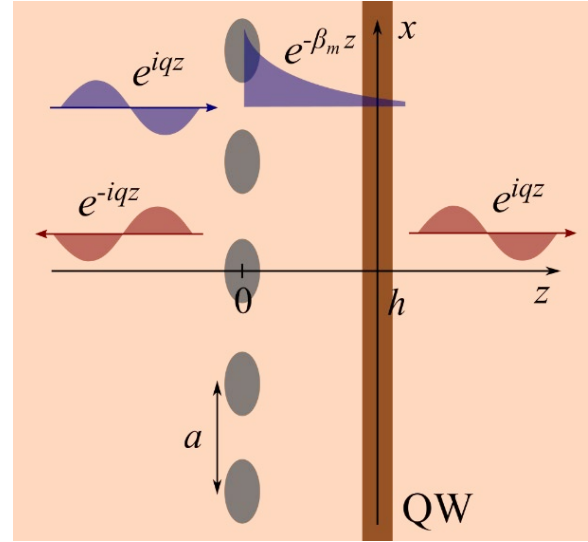


Рис. 1. Схема структуры с квантовой ямой и решеткой металлических частиц

$$E_m = \frac{q^2 b^2}{2\pi\epsilon\beta_m} \hat{G}(\mathbf{b}_m) \mathcal{X}(\omega) E^0, \quad (1)$$

где $\mathcal{X}(\omega)$ — поляризуемость наночастиц в решетке. Матрицы $G_{\alpha\beta}(\mathbf{K})$ связаны с функцией Грина и определяют излучение электрических диполей [4]. Зная создаваемое решеткой поле и правила отбора для экситонов, составим матрицу генерации:

$$g_{MM'}(\mathbf{K}) \sim \sum_m (e_M^* \hat{G}_{b_m} E^0) (e_{M'} \hat{G}_{b_m}^* E^0) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{b}_m), \quad (2)$$

$M, M' = \pm$. Матрица плотности экситонов $\rho_{MM'}(\mathbf{K})$ при постоянной накачке определяется уравнением

$$\frac{i\Omega}{2} [\sigma_z, \rho] + \frac{\rho}{\tau} + \frac{\rho - \langle \rho \rangle}{\tau_p} - \left(\frac{\partial \langle \rho \rangle}{\partial t} \right)_{\text{s.r.}} = g(\mathbf{K}). \quad (3)$$

Здесь учитывается расщепление уровней в магнитном поле $\hbar\Omega$, безызлучательная рекомбинация экситонов за время τ , изотропизация импульса экситонов из-за упругих столкновений (время τ_p) и «спиновая» релаксация компонент усредненной по направлениям \mathbf{K} матрицы $\langle \rho \rangle$. Найдя стационарную матрицу плотности $\rho(\mathbf{K})$, мы сможем определить поляризационную матрицу излучения экситонов:

$$d_{\alpha\beta}(\mathbf{q}_{\parallel}) \sim \sum_{\substack{\mathbf{K}=\mathbf{q}_{\parallel}+\mathbf{b}_m \\ MM'}} (\hat{G}_{\mathbf{K}}^* e_M)_{\alpha} (\hat{G}_{\mathbf{K}} e_{M'}^*)_{\beta} \rho_{MM'}(\mathbf{K}). \quad (4)$$

Результаты и обсуждение

Представим результаты расчета в случае возбуждения на частоте $\omega_{\text{exc}}(b)$. Генерация экситонов (2) с волновыми векторами $|\mathbf{b}_m| = b$ определяется компонентами матриц $G_{xx}(\pm b\mathbf{e}_x) = G_{yy}(\pm b\mathbf{e}_y) = \eta = 1 - b^2/q^2$ и $G_{yy}(\pm b\mathbf{e}_x) = G_{xx}(\pm b\mathbf{e}_y) = 1$. В результате быстрой ($\tau_p \ll \tau$) релаксации импульса экситоны распределяются по кольцу (рис. 2), и переданный экситонам с $\mathbf{K} = \mathbf{b}_m$ угловой момент усредняется по направлениям \mathbf{K} . Решив уравнение (3) и подставив результат в (4), выразим степени поляризации \mathcal{P}_i излучения под малым углом к нормали ($q_{\parallel} \ll q$) через степени поляризации падающего света \mathcal{P}_i^0 :

$$\mathcal{P}_l = \frac{\tau_2}{\tau} [1 + (\Omega\tau_2)^2]^{-1} \left(\mathcal{P}_l^0 - \Omega\tau_2 \frac{2\eta}{\eta^2+1} \mathcal{P}_{l'}^0 \right), \quad (5)$$

$$\mathcal{P}_{l'} = \frac{\tau_2}{\tau} [1 + (\Omega\tau_2)^2]^{-1} \frac{2\eta}{\eta^2+1} \left(\frac{2\eta}{\eta^2+1} \mathcal{P}_l^0 + \Omega\tau_2 \mathcal{P}_{l'}^0 \right), \quad (6)$$

$$\mathcal{P}_c = \frac{\tau_1}{\tau} \left(\frac{2\eta}{\eta^2+1} \right)^2 \mathcal{P}_c^0. \quad (7)$$

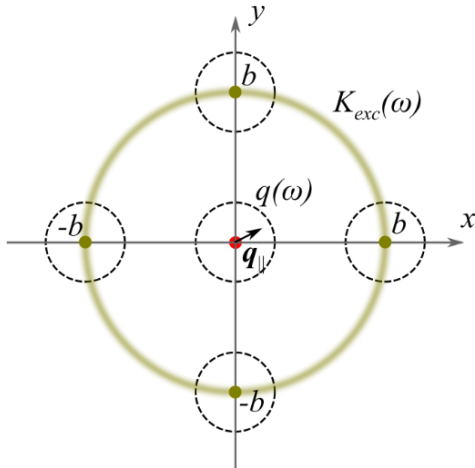


Рис. 2. Распределение экситонов в k -пространстве, генерируемое светом с частотой $\omega_0 = \omega_{\text{exc}}(b)$. Пунктиром показаны области $|\mathbf{K} - \mathbf{b}_m| = |q_{\parallel}| < q(\omega)$, экситоны из которых излучают фотоны на частоте $\omega = \omega_{\text{exc}}(K)$ с волновыми векторами \mathbf{q}_{\parallel} в плоскости решетки

Времена $\tau_{1,2}$ исчезновения продольной и поперечных компонент углового момента экситонов определяются с учетом «спиновой» релаксации в (3).

Представленные на рис. 3 зависимости линейной поляризации излучения от магнитного поля принципиально не отличаются от аналогичных кривых для экситонов с $\mathbf{K} = 0$, которым соответствуют формулы (5)–(7) при $\eta = 1$. Таким образом, измерение поляризации люминесценции может применяться для изучения экситонов с большими волновыми векторами, возбуждаемых при помощи короткопериодной решетки металлических наночастиц.

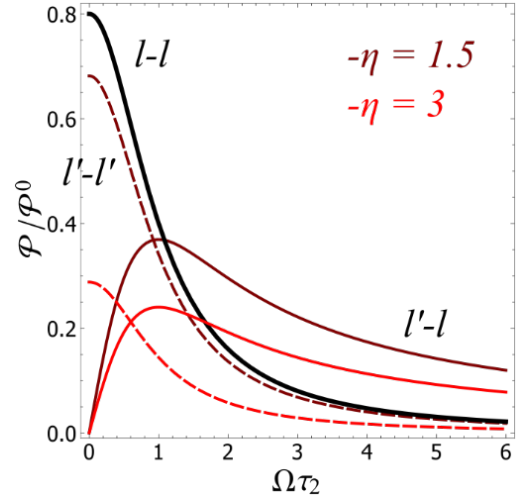


Рис. 3. Отношения линейных поляризаций излучения и накачки в осях x, y (l) и повернутых на $\pi/4$ осях (l') в зависимости от продольного магнитного поля. Рассчитано с помощью формул (5), (6) при $\tau_2/\tau = 0.8$

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-12-00139.

Литература

1. R. I. Dzhioev *et al.* // *Phys. Rev. B*, **56**, 13405 (1997).
2. Г. Л. Бир, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус // *Изв. АН СССР. Серия физическая*, **40**, 1866 (1976).
3. A. Akimov *et al.* // *Phys. Rev. B*, **103**, 085425 (2021).
4. В. А. Кособукин // *Физ. тв. тела*, **54**, 2340 (2012).

Терагерцовая фотолюминесценция в структурах с квантовыми ямами n -GaAs/AlGaAs с различным положением компенсирующего p -слоя

Р. Б. Адамов¹, Г. А. Мелентьев¹, В. Ю. Паневин¹, И. В. Седова², С. В. Сорокин², И. С. Махов³, Д. А. Фирсов¹, В. А. Шалыгин^{1,*}

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

³ Высшая школа экономики (Санкт-Петербургский филиал), ул. Союза печатников, 16, Санкт-Петербург, 190008

* vladim_shalygin@mail.ru

Исследованы структуры с квантовыми ямами n -GaAs/AlGaAs с различными профилями селективного легирования компенсирующей примесью. Проведены сравнительные исследования фотолюминесценции в терагерцовом и ближнем ИК-диапазонах. Определены основные каналы излучательной рекомбинации. Показано, что, с точки зрения эффективности использования наноструктур n -GaAs/AlGaAs для генерации терагерцового излучения на примесных переходах, наиболее эффективны структуры с профилем легирования, когда компенсирующая акцепторная примесь располагается не в квантовой яме n -GaAs, а в формирующих ее барьерах.

Введение

Исследование оптических переходов электронов и дырок с участием примесных состояний в квантовых ямах актуально с точки зрения создания источников терагерцового (ТГц) излучения с оптической или электрической накачкой. Варьирование параметров квантовых ям, а также их селективное легирование дают возможность получить источник ТГц-излучения с заданной рабочей частотой. Ранее была исследована структура с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, легированная в области каждой квантовой ямы одновременно и донорами, и акцепторами. В условиях оптической накачки была экспериментально получена эмиссия ТГц-излучения, обусловленная переходами электронов из первой подзоны размерного квантования $e1$ на основные донорные уровни $D1s$, а также внутрицентровыми переходами электронов $D2p_{xy}-D1s$ [1].

В настоящей работе предложен новый дизайн структуры с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, нацеленный на увеличение интенсивности ТГц-излучения при той же мощности накачки. Специфика структуры заключается в том, что компенсирующая акцепторная примесь располагается не в квантовой яме (легированной донорами), а в формирующих ее барьерах. На этой структуре проведены исследования люминесценции в ТГц- и в ближнем ИК-диапазонах при межзонной оптической накачке. Для сравнения такие же исследования проведены на структуре-прототипе, в которой компенсирующий p -слой располагался непосредственно в квантовой яме.

Методика эксперимента

Были выращены два типа структур с квантовыми ямами n -GaAs/AlGaAs. Каждая структура включает 50 квантовых ям GaAs, разделенных барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. В одной структуре осуществлено селективное легирование центральной области каждой квантовой ямы одновременно и донорами (Si), и акцепторами (Be), а барьеры оставались нелегированными. В другом случае центральная область квантовых ям GaAs была тоже легирована донорами, в то время как в центральной части барьеров AlGaAs

путем легирования акцепторами были сформированы области с поверхностной концентрацией акцепторов, равной поверхностной концентрации доноров в квантовой яме.

Образцы размещались в оптическом криостате замкнутого цикла и охлаждались до гелиевых температур. Для возбуждения структур использовались непрерывные твердотельные лазеры с длиной волны излучения 527 и 532 нм. Излучение лазера накачки фокусировалось на поверхности образца. Интенсивность фотовозбуждения не превышала 10 Вт/см^2 .

Исследования ТГц ФЛ проводились при энергиях фотонов от 2 до 50 мэВ с помощью фурье-спектрометра в режиме пошагового сканирования. Излучение регистрировалось кремниевым болометром. Излучение фотолюминесценции ближнего ИК-диапазона исследовалось в спектральном диапазоне 1510–1570 мэВ с помощью дифракционного монохроматора и кремниевой ПЗС-матрицы.

Результаты и их обсуждение

В обеих структурах при оптической накачке наблюдалась эмиссия терагерцового излучения в полосе энергий фотонов от 6 до 22 мэВ (рис. 1), которую можно связать с излучательными переходами неравновесных электронов $e1-D1s$, а также с внутрицентровыми переходами с возбужденного уровня донора

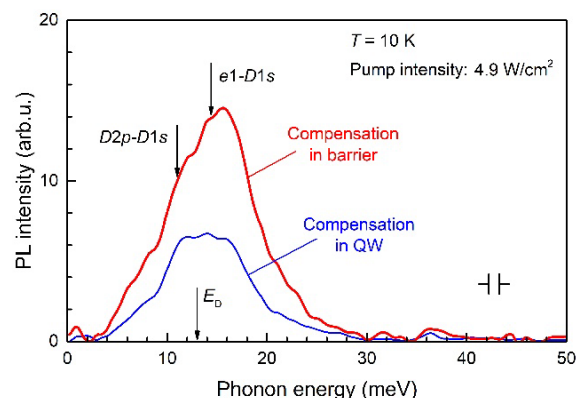


Рис. 1. Спектры ТГц ФЛ для наноструктур n -GaAs/AlGaAs с различными профилями селективного легирования компенсирующей акцепторной примесью

на основной ($D2p-D1s$). Установлено, что наноструктуры n -GaAs/AlGaAs, в которых компенсирующая примесь вводилась в барьеры, обеспечивают примерно двукратный выигрыш в интегральной интенсивности ТГц-излучения по сравнению с референсной структурой (где компенсация проводилась непосредственно в квантовых ямах).

Анализ спектров ФЛ в ближнем ИК-диапазоне при накачке $\sim 5 \text{ Вт/см}^2$ (рис. 2) показал, что в структурах с квантовыми ямами n -GaAs/AlGaAs, в которых компенсирующая примесь вводилась в барьерные слои, люминесценция определяется тремя основными каналами: рекомбинация свободных экситонов (X_{e1-hh1}), рекомбинация экситонов, связанных на доноре (XD), и излучательные переходы электронов с основного уровня доноров ($D1s$) в первую подзону размерного квантования тяжелых дырок ($hh1$). В наноструктурах n -GaAs/AlGaAs, в которых компенсация проводилась непосредственно в квантовых ямах, в дополнение к перечисленным выявлены еще два канала люминесценции: рекомбинация экситонов, связанных на акцепторах (XA), а также излучательные переходы электронов из первой подзоны размерного квантования в зоне проводимости ($e1$) на основной уровень акцепторов ($A1s$). Установлено, что в структуре, где компенсация проводилась путем акцепторного легирования барьеров, линия излучения $D1s-hh1$ имеет примерно в 3 раза большую интенсивность, чем в структуре с компенсацией в квантовой яме.

Таким образом, компенсация в барьере обеспечивает значительное увеличение скорости опустошения основного донорного уровня $D1s$. Именно это является причиной указанного выше увеличения эффективности генерации ТГц-излучения на переходах $e1-D1s$ и $D2p-D1s$.

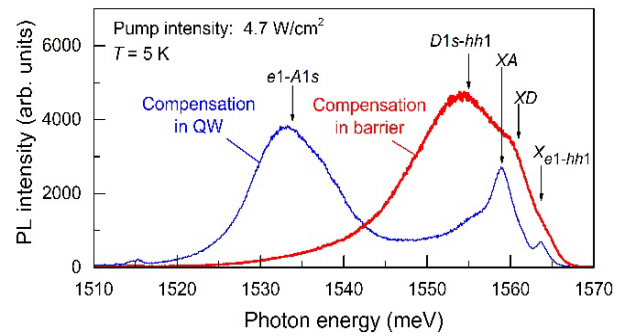


Рис. 2. Спектры ФЛ в ближнем ИК-диапазоне для наноструктур n -GaAs/AlGaAs с различными профилями селективного легирования компенсирующей примесью. Спектральное разрешение 0,11 мэВ

Заключение

Результаты исследований позволяют утверждать, что, с точки зрения эффективности использования наноструктур n -GaAs/AlGaAs для генерации терагерцового излучения на примесных переходах наиболее эффективны структуры с профилем легирования, когда компенсирующая примесь располагается не в квантовой яме n -GaAs, а в формирующих ее барьерах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00103).

Литература

1. I. S. Makhov *et al.* // J. Appl. Phys., **126**, 175702 (2019).

Влияние диэлектрической проницаемости квантовой ямы на спектр двумерных плазмонов

В. Я. Алешкин^{1,*}, А. А. Дубинов¹, А. О. Рудаков¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

* aleshkin@ipmras.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию влияния поляризуемости, связанной с колебаниями решетки квантовых ям и с заполненными электронными зонами, на свойства двумерных плазмон-фононов в гетероструктурах с одиночными квантовыми ямами (КЯ). Показано, что учет вклада в поляризуемость фононов КЯ и электронов заполненных зон приводит к выводу о наличии максимальной частоты плазмон-фононов и к выводу о том, что для существования плазмон-фононных мод необходимо, чтобы электронная подвижность превышала определенное минимальное значение.

Введение

Часть поляризуемости квантовой ямы, не связанную со свободными носителями заряда, обычно не учитывают при изучении двумерных плазмонов с частотами ниже, чем частота оптических фононов. Это приближение справедливо для структур с высокой подвижностью электронов, так как в этом диапазоне частот неучтенная часть поляризуемости много меньше, чем поляризуемость 2D электронного газа. Однако в области спектра, где частота сравнима с частотами оптических колебаний решетки или превышает их, поляризуемость КЯ, не связанная со свободными носителями, становится сравнимой или превышающей поляризуемость свободных носителей заряда в КЯ. Поэтому ее учет необходим для корректного описания свойств двумерных плазмонов. Далее будет показано, что этот учет приводит к выводу о наличии максимальной частоты двумерного плазмона.

Существующие работы [1, 2], учитывающие поляризуемость квантовой ямы, не связанную со свободными носителями заряда, выполнены в рамках приближения RPA, что исключает получение аналитических выражений для закона дисперсии. Эти выражения можно получить, пренебрегая пространственной дисперсией поляризуемости свободных носителей. В этих работах также не учитывалось поглощение плазмон-фононов за счет рассеяния электронов и затухания фононов. Учет этого фактора приводит к заключению, что двумерные плазмон-фононы не могут существовать, если подвижность электронов меньше некоторого минимального значения.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим структуру содержащую КЯ, окруженную барьерами. Будем полагать, что в КЯ есть свободные электроны, а в барьерах их нет. Благодаря осцилляциям электронной плотности в КЯ вдоль оси x распространяется плазмон-фонон с частотой ω . Будем считать, что зависимость плазмон-фононных параметров от координаты и времени пропорциональна $\exp(iqx - i\omega t)$. Поляризуемость электронов в рамках модели Друде имеет вид

$$\chi_D(\omega) = \frac{ie^2 n_s \tau}{\omega m (1 - i\omega\tau)}, \quad (1)$$

где e , m — заряд и эффективная масса электрона, τ — время релаксации импульса электрона, n_s — концентрация электронов в КЯ. Поляризуемость, обусловленную колебаниями решетки КЯ и полностью заполненными электронными зонами, можно представить в виде

$$\tilde{\chi}(\omega) = \frac{d}{4\pi} \left(\kappa_\infty + \frac{(\kappa_0 - \kappa_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right), \quad (2)$$

где d — ширина КЯ, κ_∞ и κ_0 — высокочастотная и низкочастотная диэлектрические проницаемости КЯ, γ^{-1} — время жизни оптического фонона, ω_T — частота поперечного оптического фонона.

Уравнение для нахождения закона дисперсии плазмон-фононов имеет следующий вид [3]:

$$1 + \frac{2\pi\chi(\omega)}{\kappa_B(\omega)} \sqrt{q^2 - \frac{\omega^2 \kappa_B(\omega)}{c^2}} = 0, \quad (3)$$

где $\chi(\omega) = \chi_D(\omega) + \tilde{\chi}(\omega)$, $\kappa_B(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость барьера, c — скорость света. В случае отсутствия электронов в КЯ из уравнения (3) находится спектр симметричных поверхностных оптических фононов.

Приближенно можно полагать, что решение (3) существует в том случае, если выполнено условие $Re(\chi(\omega)) / Re(\kappa_B(\omega)) < 0$. Поэтому для существования плазмон-фононов вне области остаточных лучей барьера должно выполняться условие $Re(\chi(\omega)) < 0$, т. е. поляризуемость КЯ должна носить индуктивный характер. Из (2) и (3) видно, что при больших частотах вклад в поляризуемость от свободных электронов и фононов пропорционален ω^{-2} , тогда как вклад от полностью заполненных электронами зон (первое слагаемое в (2)) от частоты не зависит. Поскольку вклад в поляризуемость от полностью заполненных электронами зон имеет емкостной характер, то очевидно, что существует максимальная частота для плазмон-фононов. Отметим, что условие $Re(\chi(\omega)) = 0$ приводит к уравнению четвертого порядка для частоты. Однако если пренебречь величиной γ , тогда это уравнение становится биквадратным, положительные корни которого имеют вид

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}\tau} \left(\omega_L^2 \tau^2 + \omega_0^2 \tau^2 - 1 \pm \sqrt{(\omega_L^2 \tau^2 + \omega_0^2 \tau^2 - 1)^2 - 4\omega_0^2 \omega_T^2 \tau^4 + 4\tau^2 \omega_L^2} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где ω_L — частота продольного оптического фонона в КЯ, $\omega_0 = (4\pi e^2 n / \kappa_{\infty} m d)^{1/2}$. Численные расчеты показывают, что учет γ изменяет ω_{\pm} на величины порядка 0.1% для 4 нм $\text{Cd}_{0.4}\text{Hg}_{0.6}\text{Te}$ КЯ, помещенной между CdTe барьерами. При $\omega > \omega_+$ $\text{Re}(\chi(\omega)) > 0$. Если частота ω_+ больше частот продольных оптических фононов в КЯ и барьеров, то она является максимальной частотой плазмон-фононной моды. Если ω_+ меньше, чем какая-либо из частот продольных оптических фононов КЯ и барьера, то максимальной частотой плазмон-фононной моды будет являться максимальная из частот продольных оптических фононов. $\text{Re}(\chi(\omega)) < 0$ при выполнении условия $\omega < \omega_-$. Поэтому, если $\omega_- = 0$, то низкочастотная плазмон-фононная мода с частотой меньше частот поперечных оптических фононов в КЯ и барьере не может существовать. Отметим, что $\omega_- = 0$ при выполнении условия $\omega_p^* \tau = 1$, где $\omega_p^* = (4\pi e^2 n_s / \kappa_0 m d)^{1/2}$.

Численные расчеты спектров плазмон-фононных мод в гетероструктурах $\text{Cd}_{0.4}\text{Hg}_{0.6}\text{Te}/\text{CdTe}$ с одиночными квантовыми ямами, выполненные с учетом пространственной дисперсии поляризуемости, подтвердили выводы о существовании максимальной частоты плазмон-фононных мод и о минимальной подвижности электронного газа, при превышении которой возможно возникновение плазмон-фононов. Однако учет пространственной дисперсии приводит к увеличению максимальной частоты плазмон-фононных мод по сравнению с ω_+ . На рис. 1 представлены рассчитанные законы дисперсии плазмон-

фононных мод в гетероструктуре $\text{Cd}_{0.4}\text{Hg}_{0.6}\text{Te}/\text{CdTe}$ с 4 нм КЯ при различных концентрациях и подвижностях электронов.

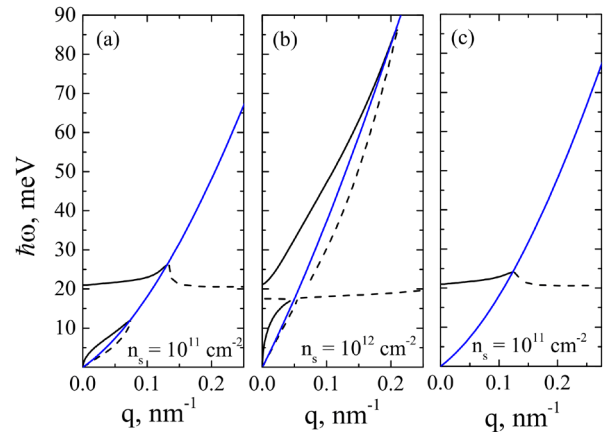


Рис. 1. Спектр плазмон-фононных мод в структуре $\text{Cd}_{0.4}\text{Hg}_{0.6}\text{Te}/\text{CdTe}$ с одиночной КЯ при двух концентрациях электронов и $T = 4,2$ К. Панели (a) и (b) соответствуют подвижности электронов $5 \cdot 10^4$ cm^2/Vs . Панель (c) соответствует подвижности электронов 6000 cm^2/Vs . Синими линиями показаны границы области затухания Ландау

Финансирование

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

Литература

1. L. Wendler, R. Pechstedt // Phys. Rev. B **35**, 5887 (1987).
2. L. Wendler // Solid State Commun. **65**, 1197 (1988).
3. F. Stern // Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).

Формирование яркой, цветной, наноструктурированной поверхности аморфного кремния при травлении в хлорсодержащей плазме

И. И. Амиров*, М. О. Изюмов, А. Н. Куприянов

Ярославский филиал Физико-технологического института им. К. А. Валиева, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007
*ildamirov@eyandex.ru.

Показано, что в режиме самоформирования в плазменном процессе травления аморфного Si двухслойных (α -Si)/SiO₂/Si и трехслойных (α -Si)/Pt/SiO₂/Si структур в хлорсодержащей плазме (Cl₂/Ar) можно получить разноцветную поверхность из высокоаспектных наноконусных и нанопроволочных (НК и НП) структур α -Si. Обсуждается механизм образования таких структур при плазмохимическом травлении. Яркие цвета поверхности обусловлены резонансным отражением света в слоях НК- и НП-структур аморфного Si с разной толщиной подслоя α -Si нанометровой толщины. Приведены спектры отражения цветных пленок. Возникновение НК- и НП-структур при травлении α -Si в плазме Cl₂/Ar обусловлено тремя факторами — это наличием на поверхности естественного, неоднородного нанометровой толщины слоя SiO₂, высокой анизотропии травления α -Si и высокой селективности травления α -Si по отношению к SiO₂.

Введение

Нанопроволочные (НП), наноконусные (НК) кремниевые структуры, обладающие уникальными оптическими и сенсорными свойствами, используются при изготовлении солнечных элементов, оптических фильтров, фотодетекторов, газовых сенсоров [1]. Возникновение цветной поверхности обусловлено резонансным отражением света от упорядоченного массива кремниевых наноструктур. Разноцветную поверхность из упорядоченных наностолбчатых или нанодисковых Si структур обычно получают с использованием литографии и травления [1, 2]. Получение НП- и НК-структур в процессе самоформирования в плазме ввиду своей простоты является наиболее привлекательным [3]. В данной работе показано, что при травлении структур α -Si/SiO₂/Si и α -Si/Pt/SiO₂/Si в плазме Cl₂/Ar в режиме самоформирования можно получить яркую разноцветную поверхность из α -Si НК- и НП-структур.

Эксперимент и результаты

Эксперименты проводили в двухкамерном реакторе плазмы ВЧИ разряда ($f = 13.56$ МГц), в котором был установлен ВЧ электрод с помещенным на нем образцом. Для управления энергией ионов на электрод подавали определенную ВЧ-мощность отдельного генератора (13.56 МГц). Энергия ионов определялась возникающим потенциалом самосмещения U_{sb} [4]. Образцами служили окисленные пластинки Si с нанесенным магнетронным способом слоем аморфного кремния толщиной 350 нм (образцы № 1) и пластинки Si, на окисленную поверхность которых были нанесены слои Pt (200 нм) и α -Si (990 нм) (образцы № 2). Размеры образцов № 1 и № 2 равнялись $\sim 9 \times 9$ мм. Они вырезались из стандартных окисленных пластин Si (100) диаметром 100 мм, на которые были нанесены рабочие слои. Скорость травления α -Si определяли лазерно-интерферометрическим способом. Луч He-Ne-лазера ($\lambda = 633$ нм) направлялся на поверхность образца, отраженный сигнал которого регистрировался фотодетектором, а затем через плату сопряжения компьютером. Скорость травления определяли по времени периода интерферограммы, за которое стравливалось 75 нм α -Si ($d = \lambda/2n$). Показатель

преломления α -Si равнялся 4.2. Типичный вид интерферограммы приведен на рис. 1, а.

Исследование морфологии поверхности после плазменной обработки проводили с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Supra 40 (Carl Zeiss). Спектр отражения в видимом диапазоне измеряли спектрофотометром Leitz MPV-SP. Условия проведения экспериментов были следующими: $P = 0.6$ Па, $W_{ind} = 800$ Вт. Расходы Ar и Cl₂ были одинаковыми и равнялись 25 sccm (standard cubic centimeters per minute). Мощность ВЧ-смещения изменяли в диапазоне от 0 до 20 Вт.

Разноцветная поверхность была получена при травлении образцов при низкой энергии ионов. Вынос образца на атмосферу после травления образца № 1 в плазме Cl₂/Ar при энергии ионов ~ 70 эВ (интерферограмма приведена на рис. 1, а) показал, что поверхность образца стала разноцветной (рис. 1, б). При этом на поверхности обнаруживались наноконусные структуры (рис. 1, в). СЭМ-снимки поверхности показали, что на разного цвета поверхности был одинаково однородный массив наноконусных структур (НКС) высотой от 100 до 250 нм, с плотностью НК, равной $2.3 \cdot 10^{10}$ см⁻². Размеры наноконусов на вершине равнялись 10–20 нм, а в основании 40–50 нм. Так как травление пленки α -Si прошло не на всю ее толщину, то в основании наноконусов оставался подслой α -Si, толщина которого h (рис. 1, в) линейно увеличивалась, приблизительно, с 30 до 90 нм вдоль линии скола от левого края к правому краю (по линейке, рис. 1, б). При этом разной толщине h соответствовал разный цвет поверхности. Возникновение разного цвета поверхности обусловлено не диаметром, высотой, или плотностью наноконусов, которые были приблизительно одинаковыми, а толщиной не стравленного слоя α -Si. Наличие разной толщины интерференционного подслоя h может быть определяющим фактором, влияющим на цвет поверхности. Цвет такой НКС поверхности не изменялся от угла обзора, что является характерным признаком такой структурированной цветной поверхности.

Образование наноконусов при травлении α -Si в плазме Cl₂/Ar обусловлено тремя факторами — это наличие на поверхности естественного, неоднородного нанометровой толщины слоя SiO₂, высокой анизотропии травления α -Si и высокой селективности

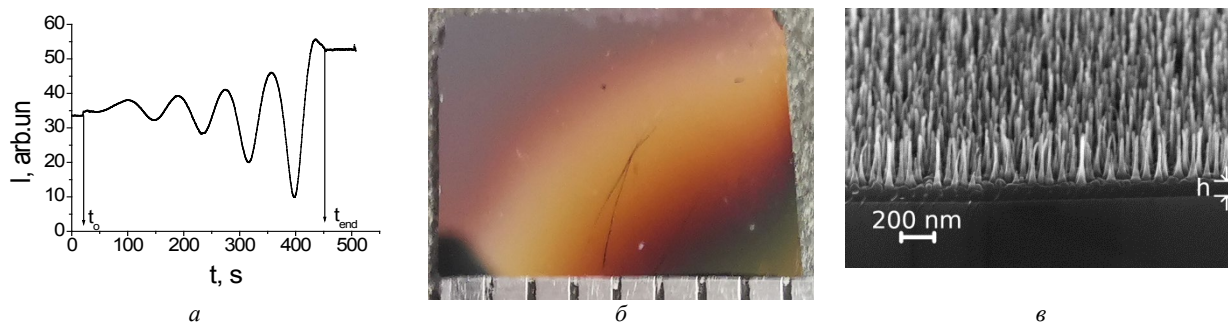


Рис. 1. Интерферограмма травления образца α -Si/SiO₂/Si в плазме Cl₂/Ar (а); вид разноцветной поверхности образца с НКС α -Si (б) и СЭМ-снимок наноконусных структур поверхности (в)

травления α -Si по отношению к SiO₂. Эксперименты показали, что селективность травления α -Si/SiO₂ в хлорсодержащей плазме при низкой энергии ионов (< 60 эВ) была более 1000. Так как естественная окисная пленка на поверхности образца была неоднородной по толщине, то при ее травлении происходило формирование наномаски в виде островков SiO₂. Образование наноконусов обусловлено анизотропным травлением α -Si через такую островковую SiO₂ наномаску.

Разноцветная поверхность образца возникает также, если с образцов № 2 α -Si/Pt(100 нм)/SiO₂/Si предварительно удалить естественную окисную пленку в хлорсодержащей плазме при высокой энергии ионов. В этом случае на поверхности образовывался тонкий слой SiOCl_x и травление слоя α -Si толщиной ~230 нм происходило уже при более низкой энергии ионов ($U_{sb} = -44$ В). Так как цветные НП-структуры образовывались на поверхности металла, то можно полагать, что в первом случае сильного влияния SiO₂ на формирование цвета не было.

Представленный способ получения цветной поверхности α -Si может быть использован при изготовлении различных устройств фотоники и сенсорики.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИАН им. К. А. Валиева РАН Министерства науки и высшего образования РФ по теме № FFNN-2022-0017.

Литература

1. M. A. Saatlu, M. Procek, C. Mattsson *et al.* // *Nanomaterials*, **10**, 2215 (2020).
2. H. Park, Y. Dan, K. Seo, *et al.* // *Nano Lett.*, **14**, 1804 (2014).
3. Y. Chen, Z. Xu, M.R. Gartia, *et al.* // *ACS Nano*, **5**, 8002 (2011).
4. I. I. Amirov, M. O. Izyumov, V. Naumov, *et al.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**, 065204 (2021).

Релятивистские плазмон-поляритоны в экранированных двумерных системах

И. В. Андреев^{1,*}, В. М. Муравьев¹, Н. Д. Семенов¹, А. А. Заболотных², И. В. Кукушкин¹

¹ Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, ул. Ак. Осипяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11-7, Москва, 125009

* andreev@issp.ac.ru

Экспериментально исследованы эффекты взаимодействия плазменных волн со светом в двумерной электронной системе, экранированной задним затвором. Реализован режим, когда скорость экранированных плазмонов приближается к скорости света и плазмон-фотонное взаимодействие становится сильным. Установлено, что плазмон-фотонное взаимодействие перенормирует как плазменную частоту, так и полевое поведение магнитодисперсии, а наблюдаемые резонансы имеют существенно поляритонную природу. Показано, что в экранированной системе взаимодействие плазменных мод происходит с фотонной TM_0 -модой диэлектрической подложки.

Введение

Плазменные волны в двумерных электронных системах (ДЭС) могут возбуждаться электромагнитной волной, а их энергия может быть преобразована в электрический сигнал. Поэтому двумерная плазмоника является естественным связующим звеном между электроникой и терагерцовой фотоникой, включая интегральную фотонику на чипе. На практике наиболее важное значение имеют ДЭС, оснащенные проводящим затвором, так как затвор является простым и удобным способом управления электронной концентрацией и другими параметрами ДЭС. Поэтому наиболее актуальной для приложений физической задачей является изучение экранированных затвором плазмонов в ДЭС и их взаимодействия со светом. Режим сильного плазмон-фотонного взаимодействия реализуется, когда скорость плазмонов приближается к скорости света. До недавнего времени считалось, что скорость экранированных плазмонов в практически возможных образцах всегда много меньше скорости света. Поэтому систематическое исследование взаимодействия экранированных плазмонов со светом не проводилось.

Путем тщательного подбора параметров, таких как электронная концентрация, толщина подложки, латеральный размер ДЭС, нам удалось реализовать режим, в котором скорость экранированных плазмонов в ДЭС становится близка к скорости света и эффекты их взаимодействия с электромагнитным излучением проявляются сильно. В данном режиме были исследованы законы дисперсии и магнитодисперсии экранированных плазмонов в ДЭС, а также их гибридизация с фотонными модами в подложке.

Экспериментальная методика

Эксперименты проводились на образцах полупроводниковых гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовой ямой с электронной концентрацией $n_s = 7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. ДЭС имела геометрию дисков диаметром $D = 3\text{--}10 \text{ мм}$. Толщина GaAs подложки изменялась в диапазоне $h = 140\text{--}640 \text{ мкм}$. На заднюю сторону подложки напылялся хорошо проводящий металлический затвор.

Для возбуждения плазменных резонансов к образцу подводилось микроволновое излучение в диапазоне частот 1–40 ГГц. Для этого мог использоваться

прямоугольный волновод либо проволочные антенны, запитывавшиеся по коаксиальному тракту.

В экспериментах использовалась неинвазивная оптическая методика детектирования микроволнового поглощения, основанная на чувствительности формы линии рекомбинантной фотолюминесценции в GaAs квантовой яме к разогреву системы.

Эксперименты проводились в гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре 4.2 К.

Плазмон-фотонное взаимодействие в экранированной ДЭС

В квазистатическом приближении экранированные плазмоны в ДЭС имеют линейный закон дисперсии [1], характеризующийся скоростью

$$V_p = \sqrt{n_s e^2 h / \epsilon \epsilon_0 m^*},$$

где $\epsilon = 12.8$ — диэлектрическая проницаемость GaAs подложки, $m^* = 0.067 m_0$ — эффективная масса электрона. Для использованных в данной работе образцов вычисленная таким образом скорость V_p сравнима или превышает скорость света в подложке $\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$.

Это означает, что плазмон-фотонное взаимодействие является сильным и при описании свойств плазмонов в системе необходим учет релятивистских эффектов запаздывания [2]. Силу плазмон-фотонного взаимодействия можно количественно охарактеризовать безразмерным параметром запаздывания

$$A = \frac{V_p \sqrt{\epsilon}}{c} = \sqrt{n_s e^2 h / \epsilon_0 m^* c^2}.$$

В эксперименте установлено, что при $A \sim 1$ взаимодействие приводит, как это и должно быть, к гибридизации экранированных плазмонов с фотонными модами подложки и формированию поляритонного закона дисперсии. В частности, наблюдается существенное смягчение плазменной частоты в нулевом магнитном поле, а наклон обеих ветвей магнитодисперсии в области малых магнитных полей также уменьшается. В области сильных магнитных полей верхняя («циклотронная») ветвь магнитодисперсии стремится к горизонтальной асимптоте, отвечающей некоторой фотонной моде в подложке, что доказывает существенно поляритонный характер наблюдаемых резонансов.

Установлено, что в малых магнитных полях магнитодисперсионное поведение плазменных мод в экранированном диске ДЭС в условиях сильного запаздывания количественно описывается обычным законом (см. работу [3]), плазменная и циклотронная частота в котором должны быть перенормированы.

Обе эти перенормировки можно свести к единственной перенормировке эффективной массы носителей заряда вида $m' = m^*(1 + A^2)$. величиной перенормировки, т. е. силой плазмон-фотонного взаимодействия в экранированной ДЭС, оказывается возможным управлять, изменяя электронную плотность либо толщину подложки. Эти результаты точно согласуются с известными теоретическими предсказаниями [4–6].

Исследована зависимость частоты плазмон-поляритонных возбуждений от волнового вектора $q = 3.7/D$ в широком диапазоне магнитных полей. Дисперсионная зависимость для частоты фотонной асимптоты верхней ветви магнитодисперсии показывает, что гибридизация плазменных возбуждений происходит с TM_0 фотонной модой диэлектрической подложки.

Заключение

В работе исследованы плазменные возбуждения в дисках ДЭС с металлическим затвором, нанесенным на заднюю сторону подложки. Установлено, что релятивистские эффекты запаздывания перенормируют как плазменную частоту, так и полевое поведение магнитодисперсии, причем этот эффект феноменологически

можно описать перенормировкой эффективной массы носителей заряда. Закон магнитодисперсии экранированных плазмонов в ДЭС с геометрией диска сохраняет свой вид для перенормированных величин. Силой плазмон-фотонного взаимодействия можно управлять, изменяя концентрацию двумерных электронов либо толщину подложки. Исследована дисперсия плазмон-поляритонов в экранированных ДЭС в зависимости от магнитного поля в широком диапазоне волновых векторов. Впервые удалось экспериментально установить, что взаимодействие плазменных мод в экранированных ДЭС происходит именно с TM_0 фотонной модой подложки.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 18-72-10072-П.

Литература

1. А. В. Чаплик // ЖЭТФ, **62**, 746 (1972).
2. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov *et al.* // Phys. Rev. Lett., **90**, 156801 (2003).
3. S. J. Allen, Jr., H. L. Störmer, and J. C. M. Hwang // Phys. Rev. B, **28**, 4875(R) (1983).
4. Yu. A. Kosevich, A. M. Kosevich, J. C. Granada // Phys. Lett. A, **127**, 52 (1988).
5. А. В. Чаплик // Письма в ЖЭТФ, **101**, 602 (2015).
6. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov // Phys. Rev. B, **103**, 125301 (2021).

Спектроскопия фотолюминесценции узкозонных твердых растворов HgCdTe с псевдорелятивистским законом дисперсии

В. В. Румянцев^{1,*}, С. В. Морозов¹, М. С. Жолудев¹, Н. Н. Михайлов², С. А. Дворецкий²

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

* rummyantsev@ipmras.ru

В работе выполнен численный расчет пороговых энергий различных типов оже-рекомбинации для дисперсионных соотношений пленок HgCdTe (КРТ), которые были получены в модели Берта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8×8. Показано, что энергетические пороги оже-процессов при дисперсионных соотношениях псевдорелятивистского типа, характерного для HgCdTe, превосходят более чем в два раза значения пороговых энергий оже-процессов для полупроводников с параболическим законом дисперсии с той же шириной запрещенной зоны.

Введение

Эпитаксиальные пленки на базе HgCdTe получили широкое распространение в качестве приемников среднего и дальнего ИК-излучения [1]. С улучшением технологии роста материала появилась возможность выращивать и структуры с квантовыми ямами (КЯ) высокого качества. В отличие, например, от халькогенидов свинца-олова рассогласование кристаллических решеток материала в КЯ и в барьере составляет менее 0.3%. Фононное поглощение HgCdTe лежит в области длин волн от 60 до 80 мкм, которая сдвинута относительно решеточного поглощения в материалах, активно использующихся для создания квантово-каскадных лазеров (20–60 мкм), что делает привлекательным использование КРТ для межзонных полупроводниковых лазеров [2].

Помимо излучательного, в HgCdTe рассматривают еще два механизма рекомбинации — это оже-рекомбинация и рекомбинация Шокли — Рида — Холла. Последняя обусловлена наличием уровней ловушек в запрещенной зоне полупроводника и при низкой концентрации примесей и дефектов имеет низкую вероятность. Оже-процесс является пороговым, т. е. существует некоторое значение суммы кинетических энергий носителей заряда, ниже которого оже-рекомбинация запрещается законами сохранения энергии и импульса.

Вышесказанное справедливо как для КЯ, так и для объемных эпитаксиальных пленок. Последние не используются непосредственно как активная среда для лазеров, но информация о характерных значениях пороговой энергии оже-рекомбинации необходима при характеристике таких материалов методом спектроскопии фотопроводимости и фотолюминесценции (ФЛ).

Энергетический спектр пленок КРТ

Дисперсионные соотношения, используемые в данной работе, были получены путем решения уравнения Шредингера в рамках модели Берта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8×8. Типовой вид дисперсии представлен на рис. 1.

Видно, что зона проводимости с зоной легких дырок образуют квазирелятивистский закон дисперсии,

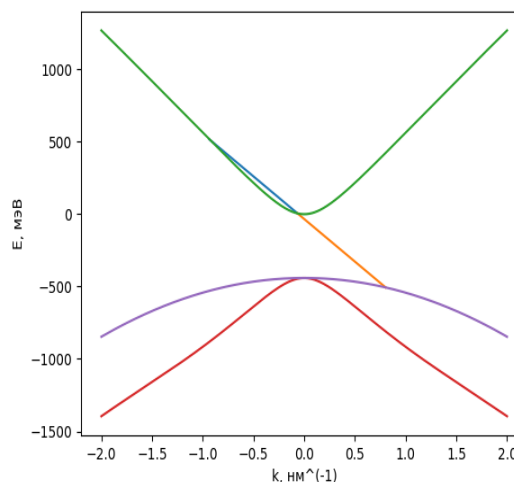


Рис. 1. Характерный вид закона дисперсии объемного КРТ. Прямыми линиями обозначен переход электронов при оже-рекомбинации СНСС

в то время как зона тяжелых дырок описывается параболическим законом дисперсии с большой эффективной массой. Такой случай закона дисперсии получил название «псевдорелятивистского» [3].

Анализ пороговых энергий оже-рекомбинации для псевдорелятивистского закона дисперсии

Было реализовано программное обеспечение для определения графическим методом значения энергетического порога оже-рекомбинации СНСС (с участием двух электронов и тяжелой дырки) и СЛСС (с участием двух электронов и легкой дырки). Для сравнения был также проанализирован оже-процесс СНСС в полупроводнике с параболическим законом дисперсии при той же эффективной массе носителей и ширине запрещенной зоны (рис. 2). Видно, что непараболическость законов дисперсии увеличивает пороговую энергию для СНСС-процесса более чем в два раза. Это позволяет реализовать спектроскопию ФЛ для широкого набора узкозонных твердых растворов с x от 0.18 до 0.22 (рис. 3) путем подавления оже-процесса СНСС, обладающего наименьшей пороговой энергией.

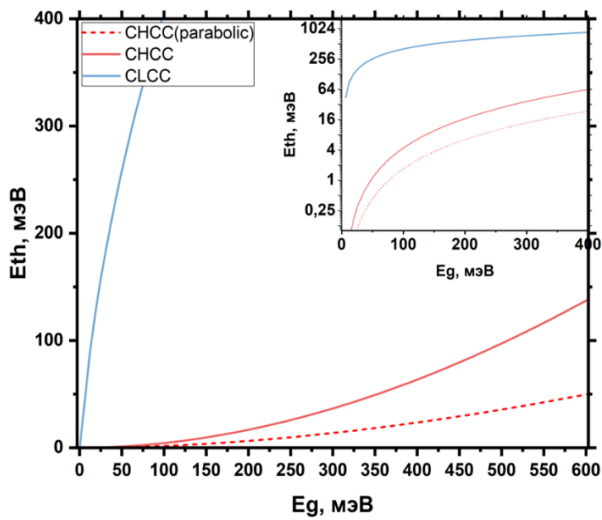


Рис. 2. Значения пороговой энергии оже-рекомбинации при различной величине запрещенной зоны

Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-906). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

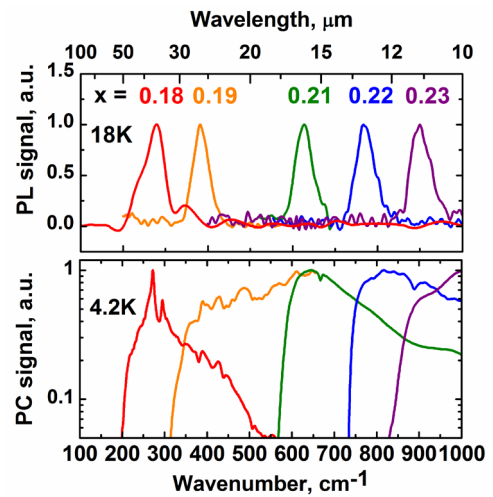


Рис. 3. Спектры межзонной ФЛ (сверху) и фотопроводимости (снизу) при 18 К и 4.2 К соответственно для твердых растворов с различными значениями x

Литература

1. A. Rogalski // Reports on Progress in Physics, 68(10), 2267–2336 (2005).
2. S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.S. Zholudev et al. // ACS Photonics, 8(12), 3526–3535 (2021).
3. F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S.S. Krishtopenko et al. // Nature communications, 7, 12576 (2016).

Особенности структуры поверхности и поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6

Е. А. Артёмов^{1,2,*}, А. В. Мантузов^{1,2,**}, В. С. Журкин¹, А. Д. Божко¹, О. С. Кудрявцев¹,
Б. В. Андрущечкин¹, В. М. Шевлюга¹, Н. Ю. Шицевалова³, В. Б. Филипов³,
В. В. Глушков¹

¹ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

² ООО «АЕМ Технолоджис», Россия

³ Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, ул. Ак. Кржижановского, 3, Киев, 03142

*artpoliofan@mail.ru, **antoniovm@mail.ru

Разработан метод химико-механического полирования (ХМП) поверхности монокристаллов гексаборида самария SmB_6 композициями на базе аморфных частиц кремнезема нанометрового размера. Показано, что метод ХМП позволяет достичь шероховатости поверхности монокристаллов SmB_6 для бездефектного участка, не превышающей 0,8 нм rms. Обсуждается возможность применения поверхностей SmB_6 , подготовленных методом ХМП, для исследования структурных и электронных свойств при помощи сканирующей туннельной микроскопии и транспортных измерений.

Введение

В классе коррелированных топологических изоляторов гексаборид самария SmB_6 выделяется исключительной чувствительностью параметров поверхностного электронного транспорта к способу подготовки граней монокристаллов [1–3]. Известно, что химическое травление полированных поверхностей (например, водным раствором азотной кислоты) инициирует уменьшение холловской концентрации поверхностных носителей заряда (более чем на 2 порядка) и рост удельного сопротивления (на порядок по величине) для поверхностей гексаборида самария [2–3]. В работе [3] показано, что эффективные параметры поверхностной проводимости зависят не только от метода специальной обработки поверхности, но и от степени ее полярности. Травление полированных полярных поверхностей SmB_6 , образованных плоскостями (100), инициирует уменьшение концентрации и рост подвижности поверхностных электронов проводимости при 1,9 К от значений $113/a^2$ (параметр решетки $a \approx 4,134 \text{ \AA}$) и $1,12 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ до $0,76/a^2$ и $18 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, соответственно [3]. Однако химическое травление не только не уменьшает шероховатость рельефа поверхностей, образованных кристаллографическими плоскостями (100), (110) и (111) после их механической полировки, но и существенно (в 2–4 раза) ее увеличивает [3]. Качество подготовки поверхности SmB_6 , достигаемое в результате механической полировки или химического травления [3], не позволяет применить методы сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) для изучения дефектов на поверхности SmB_6 и характера их влияния на параметры двумерных дираковских носителей заряда. Таким образом, проблема получения поверхностей гексаборида самария различной ориентации (образованных кристаллографическими плоскостями (100), (110) или (111)) с шероховатостью на уровне 1 нм становится крайне актуальной.

Результаты и обсуждение

Результатом настоящей работы является реализация принципиально нового способа подготовки поверхности монокристаллов SmB_6 при помощи универ-

сальной, воспроизводимой и высокоэффективной технологии химико-механического полирования (ХМП). Применение разработанных кислотной и щелочной композиций на базе аморфных, нанометровых частиц кремнезема для ХМП монокристаллов SmB_6 с поверхностями, ориентированными вдоль различных (полярных (100) и неполярных (110) и (111)) кристаллографических плоскостей, позволяет обеспечить равномерное саморастворение (полирование) поверхности материала. Установлено, что наиболее эффективный процесс ХМП реализуется посредством локализованных электрохимических парциальных реакций на бездефектных участках, лежащих между выявленными ростовыми макродефектами, причем средняя шероховатость поверхности для бездефектного участка не превышает 0,8 нм rms.

В работе обсуждаются предварительные результаты исследования структурных и электронных свойств поверхности гексаборида самария, подготовленной после ХМП. На СТМ-изображениях поверхности монокристалла SmB_6 (рис. 1) идентифицируются небольшие террасы для плоскостей (100), разделенные одно- и двухатомными ступенями. Высокая степень гладкости поверхности монокристалла на макроскопических масштабах с относительно небольшим искривлением поверхности (на уровне 20 нм на длинах порядка 30 мкм) подтверждает перспективность применения метода ХМП для исследования влияния качества поверхности на параметры электронного транспорта в гексабориде самария при низких температурах.

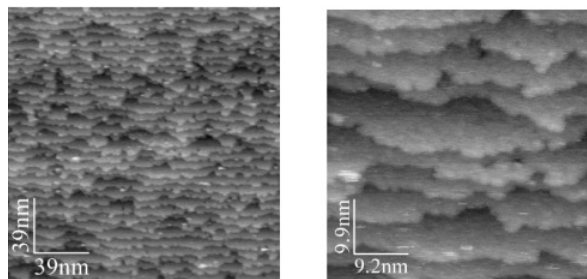


Рис. 1. СТМ-изображения поверхности SmB_6 , полученной методом химико-механического полирования ($194 \times 194 \text{ нм}^2$ и $46,2 \times 49,7 \text{ нм}^2$). Террасы на изображениях отвечают плоскостям (100), разделенным одно- и двухатомными ступенями

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00990, <https://rscf.ru/project/22-22-00990/>).

Литература

1. M. V. A. Crivillero, M. König, J. C. Souza *et al.* // Phys. Rev. Res., **3**, 023162 (2021).
2. S. V. Demishev, M. I. Gilmanov, A. N. Samarin *et al.* // Sci. Rep. **8**, 7125 (2018).
3. В. В. Глушков, В. С. Журкин, А. Д. Божко *и др.* // Письма в ЖЭТФ, **116**, 770 (2022).

Самокомпрессия и самоостановка одноцикловых световых импульсов в тонких пленках резонансной среды

Р. М. Архипов^{1,2,*}, М. В. Архипов^{1,**}, Н. Н. Розанов^{1,2***}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

* arhipovrostislav@gmail.com, ** m.arkhipov@spbu.ru, *** nnrosanov@mail.ru

В докладе рассматриваются предсказанные недавно новые явления самокомпрессии и самоостановки предельно коротких световых импульсов в двухуровневой резонансной среде.

Проблема сокращения длительности лазерных импульсов и изучение их взаимодействия с веществом является актуальной с момента изобретения первых лазеров и в наши дни [1]. Генерация сверхкоротких фемтосекундных и аттосекундных импульсов длительностью в несколько циклов колебаний поля (и менее) является важной частью современной оптики, поскольку такие импульсы позволяют изучать и сверхбыстро управлять электронными волновыми пакетами в веществе [2]. Для сокращения длительности лазерных импульсов используется метод, основанный на оптическом параметрическом усилении импульса и его chirпировании (ОРСПА), а также схожие [3]. Однако ОРСПА требует громоздких и сложных установок. Поэтому изучение возможностей компрессии световых импульсов по-прежнему является актуальной задачей.

Фотоны, имеющие нулевую массу покоя, остановить невозможно. Однако взаимодействия света с веществом могут приводить к образованию поляритонов, имеющих близкие к нулю групповые скорости вблизи резонансов атомарной среды [4]. Кроме того, электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) позволяет избежать сильного поглощения, возникающего вблизи резонансов среды, что приводит к существенному уменьшению скорости распространения длинного светового импульса с узким спектром [5]. Групповая скорость светового импульса может быть уменьшена за счет нелинейного когерентного взаимодействия длинных многоцикловых импульсов света с веществом при самоиндуцированной прозрачности (СИП) [6]. Однако существенно снизить скорость малоцикловых сверхкоротких световых импульсов с помощью подходов СИП и ЭИП в резонансной среде до сих пор не удавалось.

В данном докладе представлен новый способ компрессии световых импульсов на основе СИП вплоть до одноцикловой длительности в каскадной схеме тонких резонансных нанометровых пленках, позволяющий получить аттосекундные импульсы в компактной установке [7].

Во второй части доклада демонстрируется «самоостановка» одноцикловых импульсов в однородной резонансной среде [8]. В такой ситуации в среде формируется структура типа «осциллон» — связанная структура света и вещества, который колеблется во времени в масштабе полупериода колебаний поля, не перемещаясь в пространстве (рис. 1).

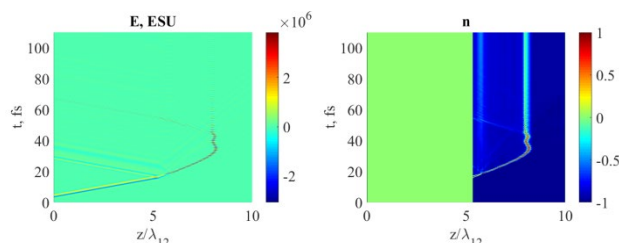


Рис. 1. «Самоостановка» света (слева) и соответствующая динамика инверсии населенностей (справа). Концентрация резонансных частиц $N_0 = 6.3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, начальная длительность импульса 2,3 фс с центральной длиной волны 700 нм

Приводятся результаты аналитического описания данного явления. Показано, что учет локального (поправка Лоренца) поля не приводит к исчезновению эффекта самоостановки света [9].

Обсуждается возможность экспериментального наблюдения изученных явлений в полупроводниковых наноструктурах.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 21-72-10028 (исследование явления самоостановки света).

Литература

1. Е. А. Хазанов // Квант. Электрон. **52**(3), 208 (2022).
2. K. Midorikawa // Nature Photonics. **16**, 267 (2022).
3. G. Mourou // Rev. Mod. Phys. **91**(3), 030501 (2019).
4. M. Fleischhauer, M. D. Lukin // Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000).
5. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi // Nature. **397**, 594 (1999)
6. S. L. McCall, E. L. Hahn // Phys. Rev. **183**, 457 (1969).
7. R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Demircan *et al.* // Opt. Expr. **29**(7), 10134 (2021).
8. M. Arkhipov, R. Arkhipov, I. Babushkin, and N. Rosanov // Phys. Rev. Lett. **128**, 203901 (2022).
9. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов *и др.* // Письма в ЖЭТФ. **117**, 10 (2023).

Электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев алмаза *n*-типа

Е. А. Архипова^{1,*}, М. Н. Дроздов¹, С. А. Краев¹, О. И. Хрыкин¹, М. А. Лобаев², А. Л. Вихарев², А. М. Горбачев², С. А. Богданов², В. А. Исаев², А. В. Кудрин³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

³ Нижегородский государственный университет, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

* suroveginaka@ipmras.ru

Получены эпитаксиальные слои алмаза, легированного фосфором, с концентрацией атомов фосфора до $2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и с существенно сниженным уровнем компенсирующего водорода. Получен хороший омический контакт к алмазу *n*-типа с контактным сопротивлением $0,2 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Сильнолегированные слои с полученным низким удельным сопротивлением полупроводникового слоя — $6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ — могут быть использованы для создания электронных приборов.

Введение

Получение однородно легированного полупроводникового CVD алмаза *n*-типа и изучение его характеристик является важной задачей для развития алмазной электроники. Основным препятствием для получения слоев алмаза с электронным типом проводимости является высокая энергия активации легирующей примеси (наименьшая $0,57 \text{ эВ}$ для фосфора), что затрудняет создание достаточной концентрации электронов проводимости в кристалле. Для решения этой проблемы применяют сильное легирование алмаза атомами фосфора, что позволяет снизить энергию активации примеси. Такой подход хорошо известен для создания слоев алмаза с *p*-типом проводимости. Из литературы известно, что еще одной проблемой при легировании алмаза фосфором является высокая степень компенсации доноров. В настоящее время природа компенсаторов рассматриваются водород, который может встраиваться в алмаз в междоузлиях, и различные комплексы, связанные с вакансиями.

До сих пор нерешенным остается вопрос по формированию омических контактов к алмазу *n*-типа, необходимых для проведения электрофизических измерений.

Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза выращивались методом осаждения из газовой фазы — CVD-методом на подложках НРНТ (high pressure high temperature) алмаза с ориентацией (111) в новом типе CVD-реактора [1]. Основными особенностями реактора являются: использование ламинарного безвихревого потока газа и системы быстрой смены состава газовой смеси. В ходе экспериментов был найден режим эпитаксиального роста алмаза, легированного фосфором, с концентрацией атомов фосфора до $2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ с почти равномерным распределением по глубине по данным вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) — рис. 1. В отличие от исследованных ранее образцов уровень водорода в полученном слое существенно снизился и составил $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На выращенных слоях были проведены электрофизические измерения: вольтамперных характеристик (ВАХ) (система Keithley SCS 4200); удельных и

контактных сопротивлений — методом длинной линии (TLM), эффекта Холла в диапазоне температур $160\text{--}500 \text{ К}$.

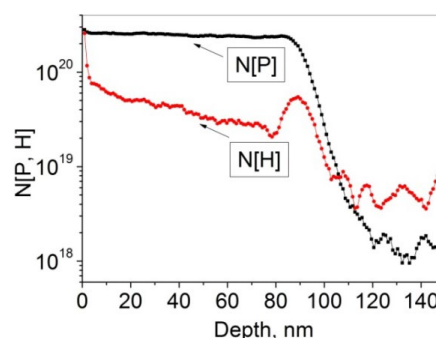


Рис. 1. Распределение атомов фосфора и водорода по глубине в структуре Р6

Омические контакты формировались методом электронно-лучевого испарения, они состояли из слоев Ti/Mo/Au с толщинами $20/30/100 \text{ нм}$.

Электрофизические параметры структур определялись на основе измерений эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау. На рис. 2 приведена фотография образца алмаза со сформированными тестовыми ячейками, размер контактных площадок составлял $100 \times 100 \text{ мкм}$. Контакт к этим площадкам осуществлялся с использованием установки ультразвуковой сварки алюминиевой проволокой диаметром 30 мкм . На фотографии также видны ячейки TLM для определения контактного сопротивления.

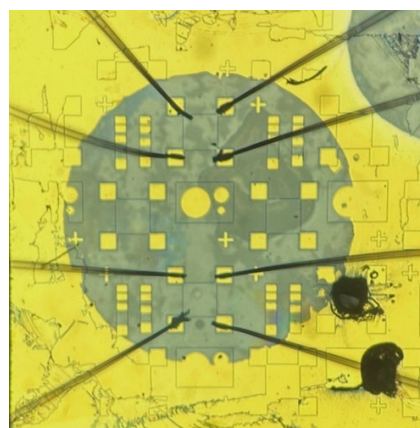


Рис. 2. Фотография структуры Р6

Результаты и обсуждение

Были изучены три образца алмаза с разным уровнем легирования атомами фосфора (табл. 1). Использование высокого легирования атомами фосфора $2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ позволило получить удельное сопротивление полупроводникового слоя — $6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ и контактное сопротивление — $0,2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ при комнатной температуре. ВАХ полученных контактов были линейны. Число носителей тока при комнатной температуре составило $\sim(2,9-6,5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при концентрации атомов фосфора $2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

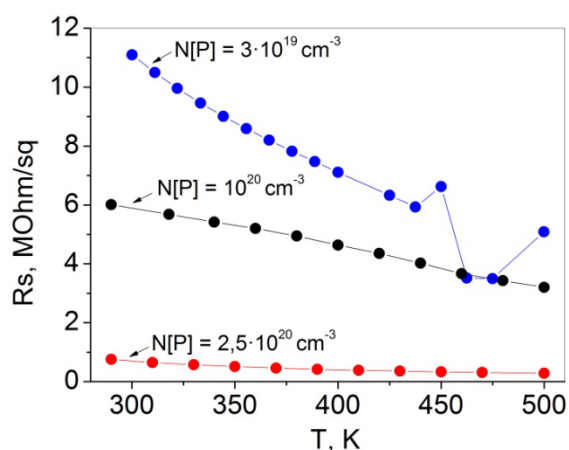


Рис. 3. Зависимость слоевого сопротивления слоев алмаза с разной концентрацией фосфора от температуры

На рис. 3 показана температурная зависимость слоевого сопротивления для образцов с разной концентрацией атомов фосфора.

Видно, что слоевое сопротивление в алмазе спадает с ростом температуры. Это типичное полупроводниковое поведение. Это означает, что фосфор является донорной примесью и вносит свободные носители. В настоящих экспериментах ЭДС Холла имела очень

Таблица 1. Значения удельного сопротивления полупроводникового слоя и контактного сопротивления для образцов с разным содержанием атомов фосфора

Концентрация атомов фосфора, см^{-3}	ρ , $\text{Ом}\cdot\text{см}$	$\rho_{\text{конт}}$, $\text{Ом}\cdot\text{см}^2$
$3 \cdot 10^{19}$	2500	5
10^{20}	100	1,5
$2,5 \cdot 10^{20}$	6	0,2

низкое значение из-за низкой подвижности электронов в алмазе. Измеренные низкие значения подвижности ($< 1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) свидетельствуют о прыжковом типе проводимости, что соответствует литературным данным [2].

Выводы

Получены однородно легированные эпитаксиальные слои алмаза *n*-типа с высокой концентрацией фосфора до $2,5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что позволило сформировать качественный омический контакт с контактным сопротивлением $0,2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$. Сильнолегированные слои с полученным низким удельным сопротивлением полупроводникового слоя — $6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ — могут быть использованы для создания электронных приборов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00309.

Литература

1. A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, M. A. Lobaev et al. // Phys. Stat. Sol. RRL. V. 10, 324 (2016).
2. T. Matsumoto, H. Kato, T. Makino, et. al. // Japanese Journal of Applied Physics, 53 (2014).

Некаскадный межподзонный инжекционный лазер среднего ИК-диапазона на основе HgCdTe

А. А. Афоненко^{1,*}, Д. В. Ушаков¹, А. А. Дубинов², В. Я. Алешкин², С. В. Морозов², В. И. Гавриленко²

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087
*afonenko@bsu.by

В работе проанализирована возможность создания некаскадного межподзонного инжекционного лазера среднего ИК-диапазона на основе HgCdTe с минимальным количеством квантовых ям. Предложена структура лазера с тремя квантовыми ямами, в которой при температуре 77 К достигается модовое усиление около 35 см^{-1} на длине волны около 9.2 мкм.

Введение

Основными факторами, ограничивающими температурные характеристики межзонных полупроводниковых лазеров среднего инфракрасного диапазона (ИК), являются оже-рекомбинация, неравновесный нагрев носителей и поглощение свободными носителями. Экспериментальные [1] и теоретические [2] исследования показывают, что в межзонных лазерах на основе HgCdTe-гетероструктур максимальная длина волны генерации при комнатной температуре составляет около 3 мкм. Для больших длин волн более перспективными являются дизайны лазерных гетероструктур с межподзонными переходами. При том лазерная генерация может быть реализована в некаскадной структуре с одним лазерным переходом [3].

Целью работы являлся анализ возможности создания межподзонного инжекционного лазера среднего ИК диапазона на основе HgCdTe с минимальным количеством квантовых ям.

Дизайн структуры

Предложенная структура лазера $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}/\text{Hg}_{0.2}\text{Cd}_{0.8}\text{Te}$ включает три квантовые ямы (КЯ) (толщины слоев 4.2/4.2/2.6/10.0/1.6/7.1/3.6 нм) (рис. 1). Для уменьшения количества КЯ в инжекторе использован материал $\text{Hg}_{0.6}\text{Cd}_{0.4}\text{Te}$ с большей шириной запрещенной зоны, чем материал КЯ. Все слои структуры слабо легированы до концентрации 10^{16} см^{-3} . Для увеличения усиления область инжектора (30 нм) легирована до концентрации $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Волновод структуры образован слоями $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ суммарной толщиной около 2 мкм, обкладки волновода — буферным слоем CdTe толщиной 5 мкм и покровным слоем CdTe толщиной 8 мкм для исключения потерь в металлических контактах (рис. 2). Оптическое ограничение в КЯ толщиной 10 нм составляет 0.0056.

В качестве инжектора выступает слой объемного материала, с одной стороны, ограниченный барьерным слоем (рис. 1). Основной уровень объемного слоя туннельно связан с основным уровнем примыкающей КЯ 1, который является верхним лазерным уровнем. Энергия верхнего лазерного уровня близка к энергии второго уровня КЯ 2. Это приводит к эффективному проникновению соответствующей волновой функции в КЯ 2 и увеличивает матричный элемент дипольных переходов. Нижние уровни КЯ 2 и 3 туннельно связаны, что обеспечивает эффективное опустошение

нижнего лазерного уровня при испускании оптических фононов и переходе электронов в КЯ 3. Основное состояние КЯ 3 туннельно связано с состояниями объемного материала.

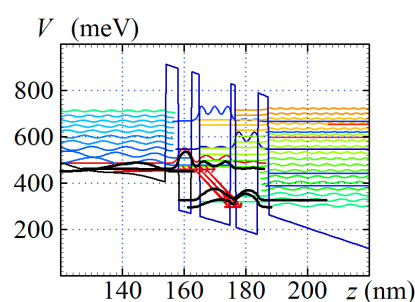


Рис. 1. Профиль зоны проводимости и квадраты волновых функций. Стрелками показан перенос электронов

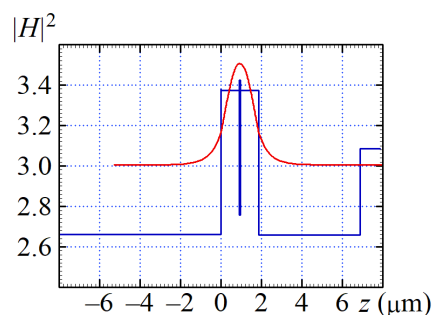


Рис. 2. Профиль показателя преломления и распределение квадрата напряженности магнитного поля

Результаты моделирования

Расчеты волновых функций, матричных элементов дипольных переходов и энергий состояний проводились с использованием 3-зонного $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ -метода на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Населенность подзон находилась путем численного решения системы балансных уравнений [4].

Возрастающая ВАХ на рабочем участке обеспечивается схемой с туннельной связью инжекторного и верхнего лазерного уровня (см. рис. 1). Верхний лазерный уровень находится выше уровня инжектора, поэтому при увеличении напряжения на структуре происходит сближение энергий уровней и увеличение туннельного тока (рис. 3). Осцилляции плотности тока в численных расчетах связаны с резонансным туннелированием из КЯ 3 в состояния континуума,

которые из-за ограниченных размеров области объемного полупроводника в расчетах (80 нм) также были дискретными.

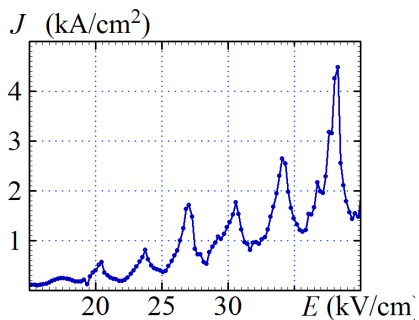


Рис. 3. ВАХ лазерной структуры при температуре 77 К

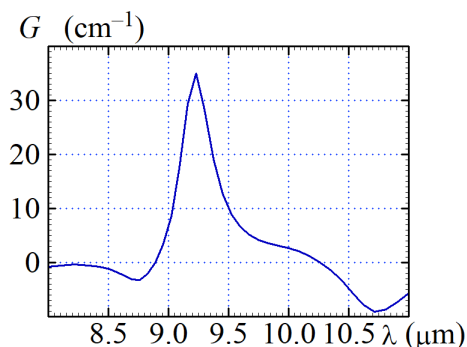


Рис. 4. Спектр модового усиления лазерной структуры при напряженности электрического поля 38 кВ/см и температуре 77 К

Численное моделирование показало, что при температуре 77 К в анализируемой структуре оцененные

внутренние потери на поглощение свободными носителями составляют менее 10 см^{-1} , а модовое усиление достигает величины 35 см^{-1} на длине волны около 9.2 мкм (рис. 4). Этого с запасом достаточно для получения лазерной генерации.

Таким образом, предложенный дизайн имеет только один туннельно-связанный переход, который подстраивается приложенным электрическим полем, фоновый резонанс имеет энергетическую ширину, близкую к энергии теплового кванта kT и мало чувствителен к рассогласованию энергии уровней. Такой дизайн наиболее толерантен к ошибкам в толщинах КЯ и барьеров и может быть использован для демонстрации лазерной генерации при низких температурах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке ИЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

Литература

1. К.Е. Kudryavtsev, V.V. Rummyantsev, V.Ya. Aleshkin, et al. // Appl. Phys. Lett. **117**, 083103 (2020).
2. А.А. Afonenko, D. V. Ushakov, A. A. Dubinov, et al. // J. Appl. Phys. **132**, No. 7. 073103 (2022).
3. C. Gmachl, F. Capasso, A. Tredicucci, et al. // Appl. Phys. Lett. **73**, 3830 (1998).
4. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов и др. // Квантовая электроника, **49**, № 10, 913 (2019).

Влияние селективного легирования на характеристики квантово-каскадных лазеров ТГц-диапазона

Ан. А. Афоненко¹, А. А. Афоненко^{1,*}, Д. В. Ушаков¹, Р. А. Хабибуллин²

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, пр. Нагорный, 7/5, Москва, 117105, Россия

*afonenko@bsu.by

Разработана модель приближенного расчета энергий и волновых функций заряженных примесей в квантово-каскадных гетероструктурах. Найдено, что локализованные состояния возникают у каждой подзоны размерного квантования в сверхрешетке. Это приводит к возникновению дополнительных каналов переноса заряда, сглаживанию вольт-амперной характеристики и уменьшению максимального усиления. Проанализировано влияние селективного легирования на процессы рассеяния электронов на ионизированных примесях и уширение лазерного перехода.

Введение

Вопросы влияния примесей на перенос носителей заряда и усиление квантово-каскадных лазеров (ККЛ) играют важную роль для оптимизации их характеристик. В последнее время возрос интерес к увеличению уровня легирования, что позволяет увеличить максимальное усиление и мощность генерации ККЛ [1]. При этом рассеяние с участием примесей может стать доминирующим механизмом переноса носителей заряда.

Целью работы являлся анализ процессов переноса с участием локализованных примесных состояний и скорости рассеяния электронов на ионизированных примесях в зависимости от положения легированных областей в ККЛ.

Дизайн структуры и характеристики примесей

Квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона обычно основаны на дизайне, который использует резонансное испускание оптических фононов для опустошения нижнего лазерного уровня. В работе анализировалась структура лазера $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As} / \text{GaAs}$ с периодом из 4-х слоев 3.26/7.99/1.90/16.46 нм, генерирующего излучение с частотой около 3.9 ТГц [2]. Базисные волновые функции, полученные при решении одномерного уравнения Шредингера с последующей процедурой локализации [3], приведены на рис. 1. В расчетах учитывались переходы с участием локализованных примесных состояний всех подзон размерного квантования в сверхрешетке [4].

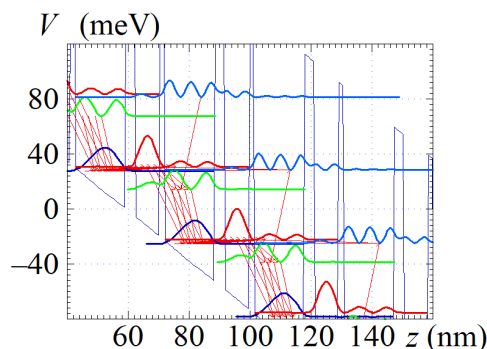


Рис. 1. Профиль зоны проводимости и квадраты волновых функций. Стрелками показан перенос электронов

Энергия залегания примесей (рис. 2) находилась в приближении, когда профиль волновых функций по

направлению z считался совпадающим с расчетами в одномерной модели (см. рис. 1). При этом полученные значения на $\sim 25\%$ меньше, чем расчеты энергий активации в двухмерной модели [4].

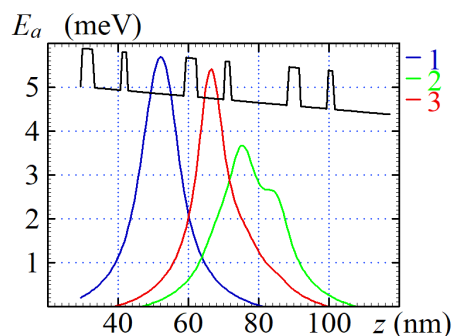


Рис. 2. Глубина залегания примесей в соответствующих подзонах в зависимости от положения примеси. Цифрами обозначены локализованные состояния инжектора (1), нижнего (2) и верхнего (3) лазерных уровней. Схематично показан профиль зоны проводимости

Глубина залегания уровней примеси имеет максимум при легировании вблизи максимальной плотности волновой функции и быстро уменьшается при смещении примесного центра из-за малой длины экранирования ($L_{scr} = 21$ нм).

Расчеты показывают, что основным каналом рассеяния на примесях в рассматриваемой структуре являются переходы с верхнего на нижний лазерный уровень (рис. 3). При этом ширина уровня в зависимости от положения δ -легированного слоя изменяется приблизительно в 4 раза. Оптимальное положение места легирования, обеспечивающее наименьшее уширение лазерного перехода, попадает на границу узкого барьера и широкой квантовой ямы.

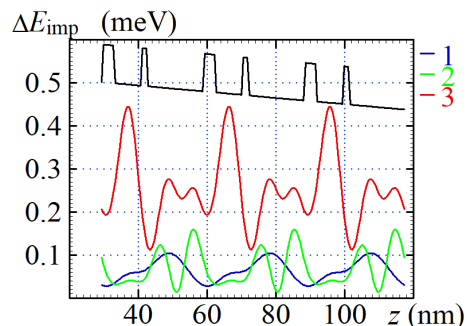


Рис. 3. Уширение уровней при рассеянии на примесях в зависимости от положения δ -легированного слоя с концентрацией $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Обозначения как на рис. 2

Результаты моделирования

Численное моделирование показало, что учет локализованных состояний приводит к возникновению дополнительных каналов переноса заряда, сглаживанию вольт-амперной характеристики и уменьшению максимального усиления (рис. 4). Вольт-амперные характеристики и максимальное усиление структур

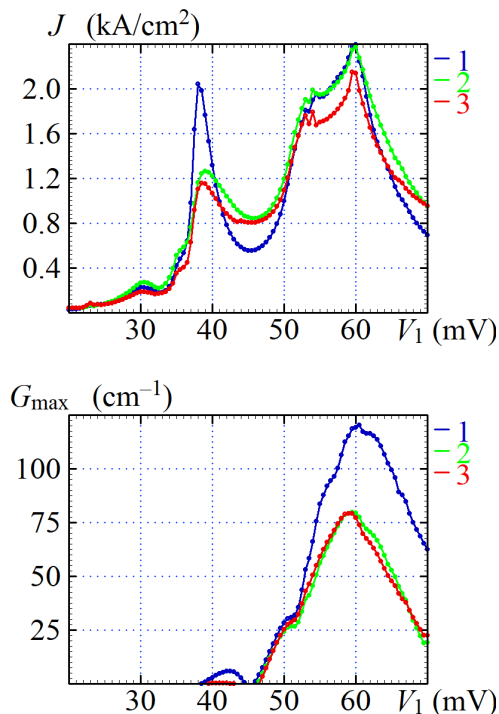


Рис. 4. Расчетная зависимость плотности тока через структуру (а) и коэффициента модового усиления (б) от напряжения на одном каскаде без учета (1) и с учетом (2, 3) переноса с участием локализованных состояний при равномерном (2) и селективном легировании в центре широкой квантовой ямы (3). Температура 77 К

при равномерном и селективном легировании в центре широкой квантовой ямы оказываются близкими. Это связано с тем, что при выбранном уровне легирования основным механизмом уширения лазерного перехода является испускание оптических фононов с нижнего лазерного уровня ($\Delta E_2 = 2$ мэВ). Кроме того, при выбранном селективном легировании в центре широкой квантовой ямы рассеяние на примесях близко к величине среднего уширения при их равномерном распределении ($\Delta E_2 \approx 0.25$ мэВ). Следует ожидать увеличения влияния селективного легирования при повышении концентрации примесей более 10^{11} см^{-2} .

Более перспективными с точки зрения уменьшения влияния легирования на ширину лазерных уровней представляются структуры с тремя и более квантовыми ямами, где можно селективно легировать области, в которых одновременно отсутствуют волновые функции верхнего и нижнего лазерного уровня.

Финансирование

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

Литература

1. T. Grange // Phys. Rev. B. 92, 241306 (2015).
2. M. Bosco, M. Franckie, G. Scalari et al. // Appl. Phys. Lett. V. 115, № 1, 010601 (2019).
3. Д. В. Ушаков, А. А. Афоненко, А. А. Дубинов и др. // Квантовая электроника. Т. 49, № 10, 913 (2019).
4. Ан. А. Афоненко, А. А. Афоненко, Д. В. Ушаков и др. // Труды XXVI Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника». Т. 2, 693 (2022).

Разработка одномодового РОС-гетеролазера с выводом излучения под углом к поверхности структуры

В. Р. Барышев¹, Е. Д. Егорова^{1,*}, Н. С. Гинзбург¹, Е. Р. Кочаровская¹, А. М. Малкин¹, В. Ю. Заславский¹, С. В. Морозов², А. С. Сергеев¹

¹Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603155

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 603950

*egorovaed@ipfran.ru

Разработана модель одномодового гетеролазера с распределенной обратной связью, позволяющего осуществить вывод генерируемого излучения под углом к поверхности структуры. В рамках прямого численного моделирования исследованы электродинамические свойства предлагаемых структур, найдены оптимальные параметры, при которых до 70% общей мощности излучения может быть направлено «вверх», при этом потери в подложку и в торцы не превышает 30%. Показана возможность реализации стационарных режимов генерации гетеролазера в рамках полуклассической модели Максвелла — Блоха.

Введение

Увеличение мощности пространственно-когерентного излучения является одной из важных задач для различных полупроводниковых лазерных структур. Расширение активного объема является естественным решением этой задачи, при этом требуется обеспечение условий одномодовой генерации. Для планарных активных сред на основе полупроводниковых гетероструктур типичным механизмом синхронизации является использование распределенной обратной связи (РОС), которая реализуется благодаря периодической модуляции коэффициента преломления на поверхности структуры, либо в одном из ее слоев.

Одна из проблем обеспечения достаточной селективности для мощных РОС-лазеров заключается в том, что при значительном усилении излучения за один проход паразитные отражения от краев волноведущего слоя могут создать паразитную обратную связь. Для устранения указанных негативных эффектов в настоящей работе предлагается использовать брэгговскую структуру, которая позволяет одновременно обеспечивать необходимую обратную связь и рассеяние основной части генерируемого излучения в когерентные пучки со всей площади активной области под углом к поверхности структуры [1, 2]. Потенциально это позволит свести к минимуму влияние краев волноведущего слоя. В лазере с выводом мощности под углом к поверхности структуры целесообразно ограничить зону инверсии населенности внутри области решетки. При этом брэгговская гофрировка может быть отделена от краев областями поглощения, что также снижает влияние краевых отражений, не меняя величину выводимой полезной мощности.

Схема РОС-лазера

Рассмотрена плоская диэлектрическая многослойная структура, на верхнюю поверхность которой нанесена брэгговская решетка (рис. 1). Структура состоит из подложки, волноведущего слоя с большим показателем преломления, а также активного слоя, который является достаточно тонким, чтобы существенно не изменять спектр собственных мод. Прототипом данной структуры является волноводная структура на основе квантовых ям HgCdTe/CdHgTe

с длиной волны генерации $\lambda_0 = 3.75$ мкм [3]. Брэгговская решетка прямоугольной формы может быть нанесена с помощью процессов эпитаксии и травления на верхнюю поверхность структуры.

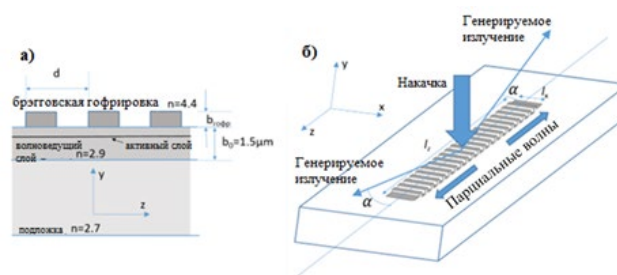


Рис. 1. Схема многослойной структуры РОС-лазера с выводом излучения под углом к гофрированной поверхности

Исследуем рассеяние ТЕ-волн на брэгговской структуре, формируемой внесением периодической модуляции диэлектрической проницаемости среды в виде меандра глубиной $b_{\text{гофр}}$ с диэлектрической проницаемостью (рис. 1, а)

$$\varepsilon = 1 + \frac{(\varepsilon_b - 1)}{2} (1 + \text{sgn}(\sin(\bar{h}z))), \quad (1)$$

где $\bar{h} = 2\pi/\bar{d}$, \bar{d} — период структуры, ε_b — диэлектрическая проницаемость материала гофрировки. Структура (1) обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух встречных волн с продольным волновым числом h в условиях брэгговского резонанса $2h = s\bar{h}$, где целое число s — пространственный индекс гармоник. Кроме того, возможно рассеяние этих волн в других направлениях в плоскости $y-z$, вследствие чего энергия может излучаться с поверхности волновода под некоторым углом α (рис. 1, б). Количество возможных направлений зависит от s и эффективного волноводного показателя преломления $n_{\text{эфф}} = 2\pi/h\lambda_0$ и задается числом целых решений неравенства

$$\frac{1 - n_{\text{эфф}}^{-1}}{2} s < s' < \frac{n_{\text{эфф}}^{-1} + 1}{2} s, \quad (2)$$

где s' — номер гармоники, на которой происходит рассеяние. Здесь следует также отметить, что четные s' не реализуются в случае симметричной формы

гофрировки (1). Соответствующий угол между волновым вектором излучения и поверхностью структуры определяется соотношением

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\left(s/n_{\text{eff}} (s - 2s') \right)^2 - 1}. \quad (3)$$

В случае $s = 3$, рассмотренном ниже, для симметричной гофрировки из множества решений (2) возможна реализация только случая $s' = 1$.

Результаты моделирования

Анализ электродинамических свойств исследуемых структур на основе кода CST Microwave Studio показывает, что собственные моды, обладающие наивысшей добротностью, расположены вблизи частоты брэгговского резонанса. Электромагнитные поля над поверхностью волновода четко демонстрируют два луча с плоскими фазовыми фронтами (рис. 2, а). Однако моделирование показывает, что аналогичные

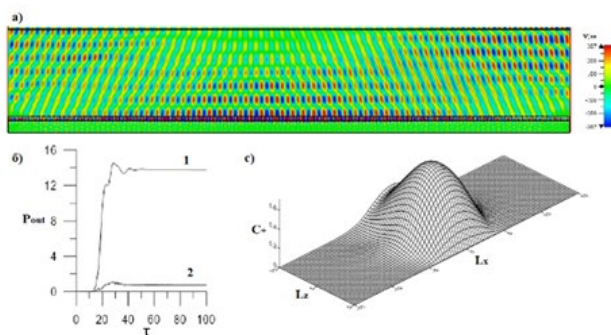


Рис. 2. Структура излучаемого поля E_x (а), полученная в рамках CST-моделирования, б — установление стационарного режима генерации: выходная мощность излучаемая в поперечном (1) и продольном (2) направлениях, в — пространственная структура одной из парциальных волн, бегающих вдоль структуры

лучи также распространяются вниз в подложку. Баланс мощности между поверхностным выходом и каналом потерь внутрь структуры зависит от глубины брэгговской решетки. При этом оптимальные значения глубины ~ 0.4 мкм и значения позволяют направить до 70% излучаемой мощности вверх под углом $\alpha \sim 20^\circ$ к поверхности структуры.

В рамках полуклассической модели Максвелла — Блоха была исследована также нелинейная динамика процесса генерации гетеролазера. Показано, что предлагаемая структура обеспечивает реализацию стационарного одномодового режима генерации (рис. 2, б, в). При этом вывод излучения под углом к поверхности структуры учитывается введением дополнительных потерь для парциальных волн. Важным достоинством такого вывода является то, что излучающий канал рассредоточен по всей активной области, обеспечивая более равномерное распределение поля и инверсии. Это, в свою очередь, обеспечивает устойчивость одномодового режима генерации при более высоких уровнях накачки и более высоких значениях мощности излучения.

Финансирование

Работа поддержана в рамках государственного задания ИПФ РАН по теме №0030-2022-0001.

Литература

1. P. Zhou, L. Niu, A. Hayat et al. // *Polymers*. V. 11, 258 (2019).
2. R. Kazarinov, C. Henry // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. V. 21(2), (144)1985.
3. K. E. Kudryavtsev et al. // *Appl. Phys. Lett.* 117, 083103 (2020).

Электрон-фононное взаимодействие в нанокристаллах перовскитов, выращенных во фторфосфатном стекле

М. Н. Батаев^{1,*}, М. С. Кузнецова¹, Д. В. Панькин¹, М. Б. Смирнов¹, С. Ю. Вербин¹, И. В. Игнатъев¹, И. А. Елисеев², В. Ю. Давыдов², А. Н. Смирнов², Е. В. Колобкова^{3,4}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

³ Национальный исследовательский университет ИТМО, Биржевая линия В.О., д. 14, Санкт-Петербург, 199034

⁴ Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Московский проспект, 26, Санкт-Петербург, 190013

* batae1996@gmail.com

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) нанокристаллов перовскитов CsPbBr₃, выращенных во фторфосфатной стеклянной матрице, обнаружены фонные повторения экситонной линии. Измерены спектры комбинационного рассеяния света (КРС) для нанокристаллов CsPbBr₃, и выполнен расчет спектра фонных состояний этих кристаллов в орторомбической фазе. Проведено сравнение частот фононов, наблюдаемых в спектрах ФЛ и спектрах КРС, с результатами расчета.

Практическое применение нанокристаллов (НК) перовскитов требует глубокого изучения их фундаментальных свойств. Объектом нашего исследования являются НК на основе галогенидов цезия и свинца, выращенные во фторфосфатной стеклянной матрице [1]. НК демонстрируют яркую фотолюминесценцию (ФЛ) и, в зависимости от химического состава и размера, могут излучать во всем видимом спектральном диапазоне.

В настоящей работе исследованы спектры комбинационного рассеяния света (КРС) и фонных повторений экситонных переходов при возбуждении в полосу ФЛ. Выполнен расчет частот оптических фононов, активных в КРС, и полярных фононов, участвующих в ФЛ. Проведено сравнение результатов эксперимента и расчета. Показано, что спектр фонных состояний несет важную информацию о кристаллической структуре НК и об их химическом составе.

Эксперимент

Были исследованы НК с характерным размером 15 нм, выращенные в стеклянной матрице с помощью технологии, описанной в работе [1]. Измерение спектров КРС при температуре $T = 7$ К проводилось с помощью спектрометра T64000, снабженного конфокальным микроскопом. В качестве источника возбуждения использовался лазер с длиной волны $\lambda_{\text{exc}} = 633$ нм. На рис. 1 приведен спектр КРС для НК CsPbBr₃. Для получения этого спектра был измерен спектр стекла без НК и спектр КРС воздуха, которые были вычтены из исходного спектра.

Особенности, связанные с фононами, также наблюдаются в спектрах ФЛ. Они хорошо видны в стоксовой области спектра при резонансном возбуждении в нижний край полосы ФЛ НК CsPbBr₃ (рис. 2). С ростом температуры фонные реплики быстро уходят и уменьшаются по интенсивности, поэтому измерения проводились при температуре $T = 11$ К. Фонные повторения возбужденных светом лазера экситонов обусловлены взаимодействием с полярными фононами. Интегральная интенсивность основных равноотстоящих пиков s1 – s4 быстро убывает с увеличением номера. Несмотря на то, что такое поведе-

ние качественно согласуется с простой моделью Хуана — Риса, для его количественного описания требуется более сложная модель [2].

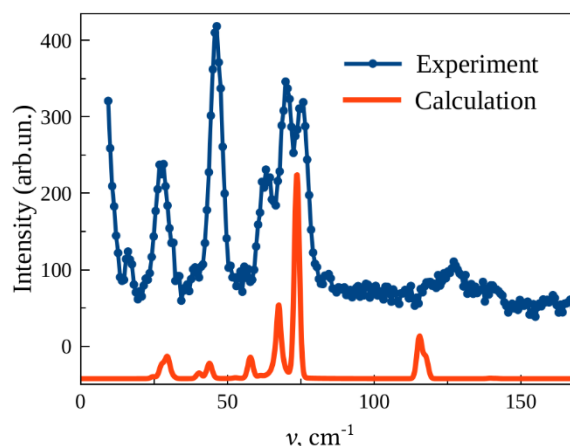


Рис. 1. Спектр КРС НК CsPbBr₃ (синяя линия), измеренный при температуре 7 К, и расчетный спектр фононов для орторомбической фазы (красная линия)

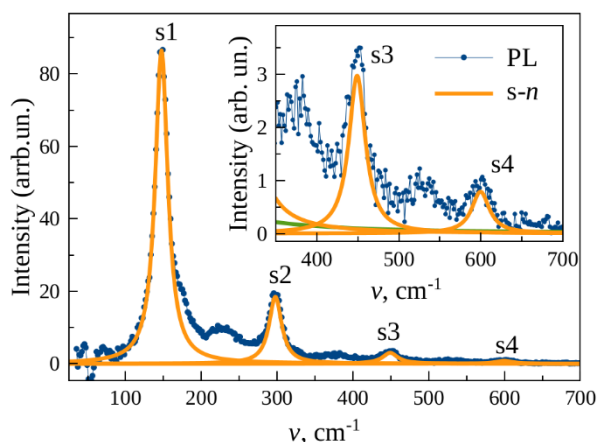


Рис. 2. Спектр фонных повторений НК CsPbBr₃ при резонансном возбуждении, $\lambda_{\text{exc}} = 532$ нм. Плавная составляющая ФЛ вычтена. Сплошные линии — подгонка контурами Лоренца. На вставке показаны третье и четвертое фонные повторения в увеличенном масштабе. $T = 11$ К

Расчет фононных спектров

Расчет электронной структуры и спектра КРС проводился в рамках GGA-приближения теории функционала плотности с PBE-функционалом и нормосохраняющим псевдопотенциалом в программе Castep (Material Studio) [3, 4]. Значение энергии отсечки при построении базиса в плоских волнах составляло 1200 эВ. Для решения электронной задачи был задан критерий самосогласованности поля равным $5 \cdot 10^{-7}$ эВ/атом. Размерность k-сетки была выбрана равной $3 \times 2 \times 3$ (шаг 0.04 1/Å). Оптимизация геометрии была проведена до достижения остаточных сил и напряжений, не превышающих 0.01 эВ/Å и 0.02 ГПа соответственно. Для оптимизированной структуры фононные частоты вычислялись методом линейного отклика (DFPT) [5].

В результате оптимизации геометрии для орторомбической модификации CsPbBr₃ с пространственной группой *Rnma* и четырьмя формульными единицами в ячейке были получены следующие параметры ячейки: 8.402, 11.756 и 8.179 Å. Они близки к найденным экспериментально в работе [6]: 8.186, 11.659 и 8.098 Å. Для орторомбической модификации предсказываются 24 моды, активные в КРС, характеризующиеся неприводимыми представлениями в точке Г: $7A_g + 5B_{1g} + 7B_{2g} + 5B_{3g}$. При этом наибольшая активность в спектре КРС предсказывается: (1) для мод A_g , частоты ν которых равны 27.65, 43.97, 57.86, 67.49, 115.53 см^{-1} , (2) для мод B_{2g} с частотами 29.58, 73.71 см^{-1} и (3) для моды B_{3g} с частотой 117.6 см^{-1} .

На рис. 1 показан модельный спектр КРС объемного кристалла CsPbBr₃ в орторомбической фазе, построенный на основе расчетных значений частот и интенсивностей оптически активных фононных колебаний. Ширина линий на полувысоте принята равной 2 см^{-1} . Следует отметить, что большинство линий

КРС, наблюдаемых в эксперименте, содержатся в расчетном спектре, однако интенсивности линий не соответствуют эксперименту. Возможными причинами этих различий является случайная ориентация нанокристаллов, квантово-размерный эффект и влияние стекляннной матрицы.

Фононные повторения в спектрах ФЛ формируются нечетными колебаниями решетки. Расчет показывает, что основные фононные реплики $s1 - s4$, показанные на рис. 2, формируются, скорее всего, наиболее интенсивными в ИК-спектре LO-фононами. Полученная в расчете частота этих колебаний, $\nu \approx 140 \text{ см}^{-1}$, близка к экспериментальному значению $\nu = 147 \text{ см}^{-1}$. Между основными фононными репликами наблюдаются широкие дополнительные особенности, которые формируются многими нечетными фононами.

Финансирование

Авторы благодарят Санкт-Петербургский государственный университет за финансовую поддержку в рамках грантов № 94030557 и № 94271404 и гос. задания ФТИ им. А. Ф. Иоффе (0040-2019-0006).

Литература

1. E. V. Kolobkova, M. S. Kuznetsova, N. V. Nikonov // J. Non-Cryst. Solids, **563**, 120811 (2021).
2. V. S. Krivobok, S. N. Nikolaev, V. S. Bagaev, *et al.* // JETP Lett., **114**, 98 (2021).
3. S. J. Clark, M. D. Segall, C. J. Pickard, *et al.* // Z. Kristallogr., **220** (5/6), 567 (2005).
4. Keith Refson, Paul R. Tulip, and Stewart J. Clark // Phys. Rev. B, **73** (15), 155114 (2006).
5. X. Gonze, C. Lee. // Phys. Rev. B, **55**, 10355 (1997).
6. M. Szafranski, A. Katrusiak, and K. Ståhl // J. Mater. Chem. A, **9** (17), 10769 (2021).

Формирование биосовместимых SiC-нанотрубок «сверху вниз»

А. Д. Буравлев^{1,2,3,4,*}, А. Н. Казакин⁵, Ю. А. Нащекина^{3,6}, А. В. Нащекин³,
Е. В. Убийвовк^{5,7}, В. А. Астраханцева¹, А. В. Осипов⁸, Г. В. Святец⁹, С. А. Кукушкин⁸

¹ СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, д. 5 лит. Ф, Санкт-Петербург, 197022

² Университет при МПА ЕврАзЭС, ул. Смолячкова, д. 14/1, Санкт-Петербург, 194044

³ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

⁴ ИАП РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, лит. А., Санкт-Петербург, 198095

⁵ Алферовский университет, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021

⁶ Институт цитологии РАН, пр. Тихорецкий, д. 4, Санкт-Петербург, 194064

⁷ НИИ физики им. В. А. Фока, ул. Ульяновская, д. 1, Санкт-Петербург, 198504

⁸ ИПМаш РАН, Большой проспект Васильевского острова, д. 61, Санкт-Петербург, 199178

⁹ ООО НТЦ НТ, ул. 5-я Советская, д. 45, Санкт-Петербург, 195027

*bour@mail.ioffe.ru

При проведении экспериментов по синтезу слоев карбида кремния на монокристаллических подложках кремния с помощью метода согласованного замещения атомов обнаружено, что образование тонких пленок карбида кремния может сопровождаться формированием массивов нанотрубок карбида кремния, произрастающих вглубь кремниевых подложек. То есть впервые обнаружен новый механизм образования карбид-кремниевых нанотрубок — «сверху вниз».

Введение

Карбид-кремниевые (SiC) квазиодномерные наноструктуры вызывают значительный интерес, обоснованный их уникальными свойствами [1]. Подобные наноструктуры имеют большой потенциал для ряда технологических применений, например, в детекторах газа, транзисторах и датчиках давления. Обычно квазиодномерные SiC наноструктуры, включая нанотрубки, синтезируют «снизу вверх» в рамках механизма пар — жидкость — кристалл (ПЖК) с использованием различных катализаторов роста [2, 3]. Также их формирование может осуществляться путем самокаталитического роста, с помощью масок или по механизму пар — кристалл — кристалл. При этом во всех случаях рост SiC наноструктур происходит от подложки вверх, т. е. «снизу вверх».

Следует отметить, что пристальное внимание привлекают исследования не только вышеупомянутых наноструктур, но и объемного SiC, в том числе слоев и тонких пленок. Недавно был предложен метод твердофазной эпитаксии слоев SiC на Si [4, 5]. Он основан на реализации согласованного замещения при нагреве в атмосфере углеродсодержащих газов части атомов подложки кремния атомами углерода в результате химического взаимодействия газообразного монооксида углерода (CO).

В настоящей работе впервые будет показано, что при определенных условиях при использовании данного метода может быть осуществлено формирование SiC-нанотрубок, произрастающих вглубь Si-подложки, т. е. «сверху вниз».

Результаты и обсуждение

При проведении экспериментов по синтезу слоев SiC на монокристаллических подложках кремния с помощью метода согласованного замещения атомов [5] было обнаружено, что при определенных технологических условиях образование тонких пленок SiC может сопровождаться формированием массивов SiC-нанотрубок, проникающих вглубь кремниевых подложек. Эксперименты проводились с использованием подложек Si(100) и Si(111). Формирование слоев происходило при $T = 1100\text{--}1400\text{ }^\circ\text{C}$.

После завершения формирования слоев они отделялись от подложек с помощью специально разработанных технологических процедур, в том числе основанных на использовании стандартного кислотного травителя HF: HNO₃: CH₃COOH. Время травления составляло от 2 до 30 минут и зависело от пористости пленки SiC. Первоначально ожидалось, что таким способом можно будет получить сплошные относительно тонкие слои карбида кремния. Однако изучение структур с помощью СЭМ JSM 7001F показало, что формирование слоев сопровождалось образованием массива SiC-наноструктур, как продемонстрировано на рис. 1.

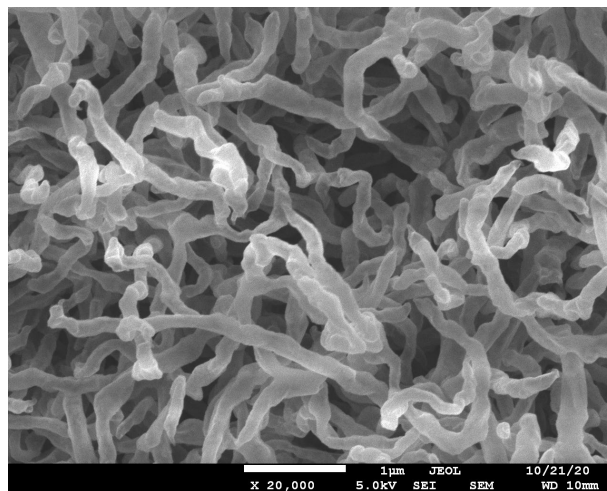


Рис. 1. СЭМ-изображение перенесенных на стеклянную подложку перевернутого слоя SiC с сформированными SiC-нанотрубками. Масштабная метка соответствует 1 мкм

Сформированные массивы наноструктур не имеют выделенного кристаллографического направления роста. Длина SiC-нанотрубок может превышать 4 мкм. Как показали исследования одиночных нанотрубок с помощью просвечивающей электронной микроскопии, внутренний диаметр нанотрубок варьируется в диапазоне от 100 до 200 нм, при этом толщина стенок составляла менее 10 нм.

Было показано, что кристаллографическая ориентация исходной подложки оказывает существенное

влияние на формирование наноструктур. При одной и той же длительности процесса замещения, в случае ориентации кремниевых подложек типа (100) процесс произрастания наноструктур вглубь кремниевых подложек идет гораздо интенсивнее по сравнению с подложками, обладающими ориентацией типа (111). Вероятнее всего, это обусловлено более плотной упаковкой подложек с ориентацией (111).

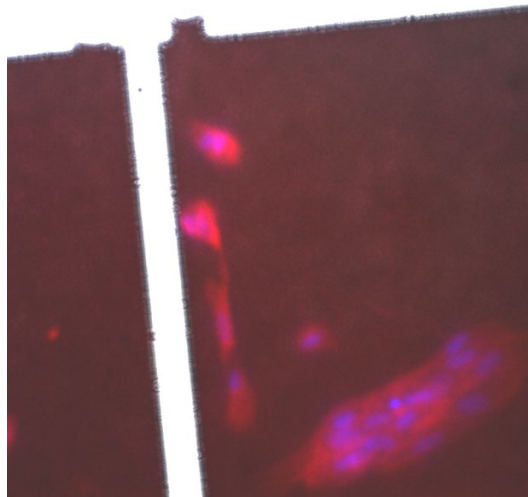


Рис. 2. Конфокальная микроскопия на отражение мезенхимных стволовых клеток человека после окрашивания DAPI (4',6-diamidino-2-phenylindole) (голубые ядра) и родамин-фаллоидином (красное окрашивание актинового цитоскелета) после 2 часов культивирования

С помощью метода анодной сварки карбид-кремниевые основания с массивами SiC-нанотрубок переносились на стеклянные чипы для проведения исследований с клеточными культурами. В качестве линии мезенхимных стволовых клеток (МСК) человека

использовали нетрансформированную линию FetMSC из Коллекции культур клеток позвоночных (Институт цитологии РАН). Морфологические особенности клеток по истечении суток культивирования оценивали с помощью конфокальной микроскопии. На рис. 2 видно, что уже после 2 часов культивирования клетки расплываются и выявляются окрашенные филаменты актина.

Таким образом, был обнаружен и исследован принципиально новый механизм формирования SiC-нанотрубок — «сверху вниз». Исследование образцов с культивированными на них клетками человека показали, что они не обладают токсическим эффектом. Это значительно расширяет возможности потенциального использования новых разработанных материалов.

Финансирование

Работа А. Д. Буравлева и В. А. Астраханцевой поддержана Минобрнауки РФ (ГЗ No FSEE-2022-0018).

Литература

1. S. Chen, W. Li, X. Li, W. Yang // *Prog. in Mat. Sci.*, **104**, 138–214 (2019).
2. S. Chen, P. Ying, L. Wang, F. Gao // *RSC Advances*, **4**, 8376–8382 (2014).
3. J. Hu, T. W. Odom, C. M. Lieber // *Accounts of Chemical Research*, **32**, 435–445 (1999).
4. S. A. Kukushkin, A. V. Osipov // *Journal of Physics D: Applied Physics*, **47**, 313001 (2014).
5. С. А. Кукушкин, А. В. Осипов // *Журнал общей химии*, **92**, 547–577 (2022).

Модификация углеродных пленок импульсным лазерным воздействием

Б. Н. Звонков¹, И. Н. Антонов¹, А. В. Боряков², О. В. Вихрова^{1,*}, Ю. А. Данилов¹, М. В. Дорохин¹, Н. В. Дикарева¹, А. В. Нежданов¹, А. Е. Парафин³, М. П. Темирязева⁴

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022

² Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ, НИИИС им. Ю. Е. Седакова, Нижний Новгород, 603951

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

⁴ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141190

* vikhrova@nifti.unn.ru

Исследованы GaAs-структуры с углеродным слоем на поверхности, сформированным термическим разложением CCl_4 . Методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света показано формирование вертикального графена при температурах изготовления углеродных слоев 650 и 700 °С. Обнаружено возрастание поглощения излучения структурами в присутствии вертикального графена. Изучено влияние лазерного отжига на свойства структур.

Введение

В данной работе исследованы исходные и подвергнутые импульсному лазерному отжигу (ИЛО) GaAs-структуры с углеродным слоем (С-слоем) на поверхности, сформированным термическим разложением CCl_4 .

Методика эксперимента

Структуры изготавливались на пластинах $\text{n}^+\text{-GaAs}(100)$ методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Они содержали последовательно выращенные буферный слой n-GaAs (легированный Si) толщиной ~ 0.5 мкм (температура выращивания $T_g = 600\text{--}650$ °С), квантовую яму InGaAs (толщиной 8–10 нм, содержание In $x \approx 0.12$), покровный слой GaAs и изготовленный методом термического разложения CCl_4 углеродный слой ($T_{\text{гс}} = 600\text{--}700$ °С) [1]. Образцы подвергались воздействию импульсного излучения эксимерного KrF лазера LPX-200 с плотностью энергии (P) 100 и 200 мДж/см². Технологические условия получения структур показаны в табл. 1.

Таблица 1. Технологические условия получения структур с С-слоем на поверхности.

Время подачи CCl_4 в реактор составляло 20 минут

Структура	Скорость потока CCl_4 , моль/час	$T_{\text{гс}}$, °С	Толщина покровного слоя GaAs, нм
A	$7.5 \cdot 10^{-2}$	700	20
B	$4 \cdot 10^{-2}$	650	50
C	$7.5 \cdot 10^{-2}$	600	50
D	$4 \cdot 10^{-2}$	600	50

Изучалась морфология поверхности С-слоев с использованием атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Исследованы спектры комбинационного рассеяния света (КРС), спектры отражения при почти нормальном падении и спектры диффузного отражения в диапазоне длин волн от 0.18 до 1.8 мкм для исходных и отожженных структур. Исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) и спектральные зависимости фототока структур.

Результаты и обсуждение

АСМ-исследования исходных С-слоев с $T_{\text{гс}} = 650$ и 700 °С, показали, что в обоих случаях поверхность углеродной пленки имеет ячеистую структуру, поверхность ячеек размером примерно от 200 до 500 нм располагаются значительно более тонкие плоскостные образования, которые можно идентифицировать как вертикальный графен. В случае С-слоя, изготовленного при температуре 700 °С (рис. 1, а), изображение АСМ демонстрирует протяженные (в среднем ~ 1 мкм) и высокие (~ 100 нм) вертикальные углеродные наностенки (толщина их не более 10–20 нм). Данные СЭМ подтверждают этот результат (рис. 1, б). Наблюдаемые вертикальные плоскости расположены параллельно одному из направлений [110] кристаллической решетки GaAs. Для С-слоев, полученных при 600 °С, подобных вертикальных наноплоскостей не наблюдалось. Лазерный отжиг приводил к истончению углеродных пленок и вертикальных углеродных наностенок. Это проявляется в уменьшении интенсивности сигнала в спектрах КРС углеродной пленки (рис. 2). Спектр исходного образца с С-слоем, сформированным при 650 и 700 °С, имеет вид подобный спектрам КРС для пленок вертикального графена [2, 3].

В спектре присутствуют: G — основной графитоподобный пик, D — пик, обусловленный дефектами в графите/графене, пики 2D, D+D' и 2D'. Полоса 2D является обертоном второго порядка линии D. Пик G (1607 см^{-1}) смещен в область больших энергий по отношению к пику для монокристаллического графита (1580 см^{-1}) из-за присутствия пика D' выше по энергии, также появляющегося из-за наличия дефектов. Пики G и D' становятся трудноразрешимыми, поэтому идентифицируются как один пик G. Полосы D, D', D+D' и 2D' являются результатом дефектов и беспорядка, возникающих, в том числе, из-за большого количества краевых состояний нанографитного базового слоя [2]. Импульсное лазерное воздействие с плотностью энергии 100 мДж/см² способствует снижению дефектности слоев, о чем свидетельствует уменьшение ширины пиков G и D на полувысоте. Лазерный отжиг с большей энергией (200 мДж/см²) приводит к ухудшению структурных свойств, что

проявляется в существенном увеличении ширины пиков D, G и уменьшении их интенсивности.

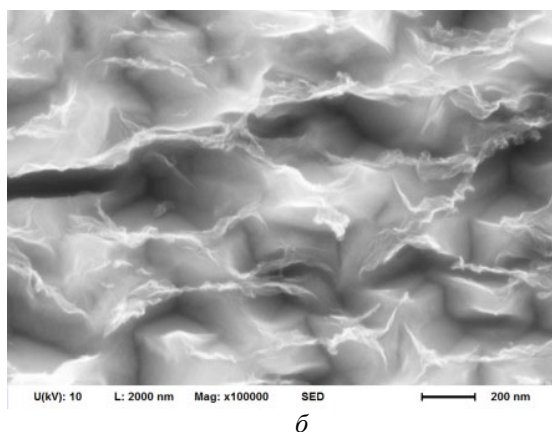
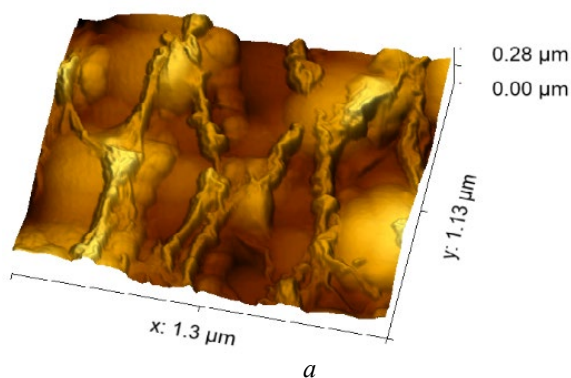


Рис. 1. АСМ-изображение (а) и СЭМ-изображение (б) поверхности исходной структуры с С-слоем ($T_{\text{гс}} = 700\text{ }^{\circ}\text{C}$)

Обнаружено, что температура разложения SiCl_4 оказывает влияние на оптические свойства формирующихся С-слоев. Повышение температуры выращивания до $650\text{--}700\text{ }^{\circ}\text{C}$ приводит к существенному уменьшению коэффициента отражения (до 1–10% при почти нормальном падении для структуры А) во всем исследуемом диапазоне длин волн. ИЛО способствует к ослаблению этого эффекта, в особенности это проявлялось для пленок, изготовленных при $650\text{ }^{\circ}\text{C}$. Пленки углерода, полученные при $600\text{ }^{\circ}\text{C}$, не оказывают влияния на спектр коэффициента отражения GaAs структур.

Оптические свойства структур подтверждают существование достаточно качественной границы

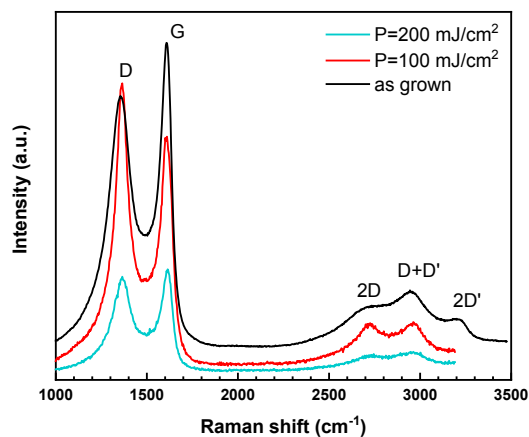


Рис. 2. Спектры КРС образца А (С-слой изготовлен при $700\text{ }^{\circ}\text{C}$) в исходном состоянии и после ИЛО

раздела С-слой/GaAs и показывают возрастание поглощения излучения в присутствии вертикального графена. Ранее было показано [1], что подобные С-слои имеют р-тип проводимости, являются достаточно низкоомными, обладают химической и механической стойкостью. Поэтому наличие у них способности увеличивать «поглощательную» способность GaAs структур делает перспективным их применение в качестве проводящего контакта в фоточувствительных полупроводниковых приборах. Это также подтверждается предварительными результатами исследований ВАХ и спектральных зависимостей фототока изготовленных структур.

Финансирование

Работа выполнена в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (проект ННГУ им. Н. И. Лобачевского № 480-99). АСМ-исследования проводились в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

Литература

1. Б. Н. Звонков, О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов и др. // ФТП, **54** (8), 801 (2020).
2. Z. Bo, Y. Yang, J. Chen, et al. // *Nanoscale*, **5**, 5180 (2013).
3. M. Akbari, M. Kamruddin, R. Morad et al. // *Materials Today: Proceedings*, **36**, 232 (2021).

Электрофизические характеристики униполярных nВп- и МДП-структур на основе HgCdTe со сверхрешеткой в барьерной области

А. В. Войцеховский^{1,*}, С. М. Дзядух¹, Д. И. Горн¹, Н. Н. Михайлов^{1-3,**},
С. А. Дворецкий^{1,2}, Р. В. Меньшиков², Г. Ю. Сидоров^{1,2}, И. Н. Ужаков², М. В. Якушев²

¹ Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050

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

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

*vav43@mail.tsu.ru, **mikhailov@isp.nsc.ru

В работе приводятся результаты экспериментального исследования nВп-структур, созданных на основе эпитаксиальной пленки твердых растворов теллурида кадмия и ртути ($Hg_{1-x}Cd_xTe$) со сверхрешеткой в барьерном слое, способствующей снижению потенциального барьера для неосновных носителей заряда при сохранении барьера для основных носителей.

Введение

Создание высококачественных униполярных барьерных структур на основе твердого раствора теллурида кадмия и ртути $Hg_{1-x}Cd_xTe$ позволило бы повысить рабочую температуру фотонных детекторов ИК-диапазона, сняв необходимость использования громоздких криогенных охлаждающих систем. В настоящее время непрерывно проводятся практические работы в этом перспективном направлении [1–2]. Однако при создании барьерного слоя между двумя слоями n-типа, помимо барьера для основных носителей заряда, происходит формирование небольшого барьера для неосновных носителей, который, в свою очередь, снижает эффективность работы детектора. Теоретические работы показывают, что создание сверхрешетки в барьерной области способствует снижению потенциального барьера для неосновных носителей заряда при сохранении барьера для основных носителей [3]. В докладе представлены результаты исследования MWIR nВп-структур на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ со сверхрешеткой в барьерной области, выращенного методом МЛЭ на подложках из GaAs (013).

Образцы и методики эксперимента

Эпитаксиальные пленки $Hg_{1-x}Cd_xTe$ выращивались на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Обь-М» в ИФП СО РАН (г. Новосибирск). Типичная послойная структура исследованных эпитаксиальных пленок представляет собой последовательность из поглощающего n-слоя с содержанием CdTe в $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.32$) толщиной около 4 мкм, барьерного слоя со сверхрешеткой, содержащего 11 барьеров и 10 ям и контактный n-слой толщиной около 300 нм. Содержание CdTe в контактном слое варьировалось от $x = 0.32$ до $x = 0.45$, дополнительно в процессе роста в контактный слой внедрялась легирующая примесь индия с концентрацией $1,0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Толщина барьеров для всех изготовленных образцов составляла величину около 2.5 нм. Ширины ям для одного типа образцов составляли величину 10.0 нм, а для другого типа около 2.5 нм. График зависимости от координаты содержания CdTe в пленке $Hg_{1-x}Cd_xTe$ изображен на рис. 1, на вставке к рисунку схематически представлено расположение слоев в поперечном разрезе структуры.

Отдельные структуры диаметрами 500, 450, 400, 350, 300, 250, 200, 150, 100, 50 и 20 мкм формировались жидкостным травлением поверхности $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (0,5% раствор Вг в НВг). Пассивация поверхности структуры проводилась пленкой Al_2O_3 , наносимой плазменно-индуцированным атомно-слоевым осаждением, при температуре 120 °С. Металлические электроды и контактная рамка формировались методом термического напыления In. В этом процессе температура образца не поднималась выше 100 °С. Для части структур металлические электроды создавались на поверхности Al_2O_3 , формируя тем самым структуру МДП, а для оставшейся части производилось вскрытие окон в Al_2O_3 травлением с использованием смеси плавиковой кислоты и фтористого аммония.

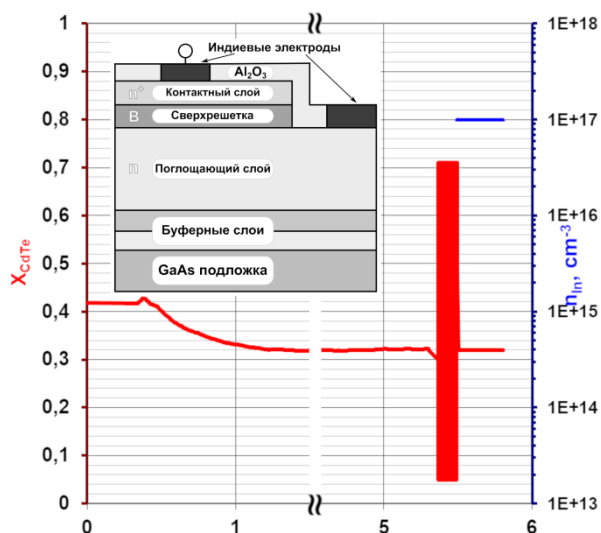


Рис. 1. Распределение состава $Hg_{1-x}Cd_xTe$ по толщине эпитаксиальной пленки и схематическое представление расположения слоев структуры со сверхрешеткой в барьерной области

Результаты и обсуждение

При исследовании температурных зависимостей адмиттанса на части МДП структур на различных частотах переменного тестового сигнала на части структур были обнаружены три группы максимумов нормированной дифференциальной проводимости (рис. 2), соответствующие трем энергиям активации

носителей заряда. Первые два максимума, проявляющиеся при более низких температурах, фиксируются при различных напряжениях смещения, третий, более высокотемпературный максимум, отчетливо фиксируется только при напряжениях, соответствующих сильной инверсии пограничного с диэлектриком слоя полупроводника. Для обнаруженных групп максимумов были построены графики Аррениуса, и по углу наклона определены энергии активации, которые составили величины 3.2 мэВ, 65.5 мэВ и 284.3 мэВ. Последнее значение энергии близко по величине к ширине запрещенной зоны поглощающего слоя в данном диапазоне температур, что свидетельствует о наличии теплового заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости и начале перехода полупроводника к собственной проводимости.

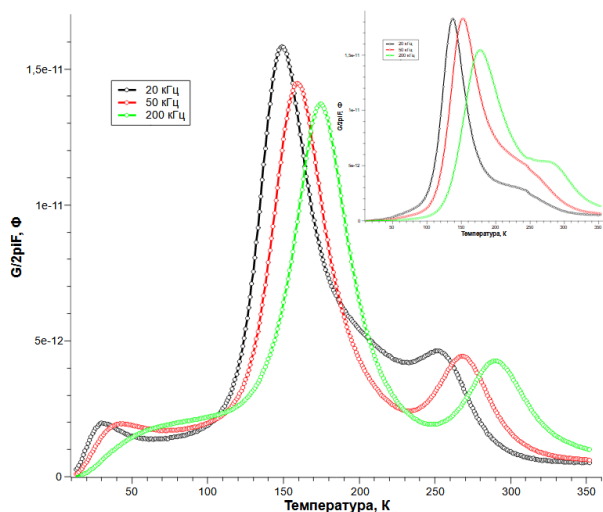


Рис. 2. Температурные зависимости приведенной проводимости МДП на nVn-структуры, измеренные на различных частотах в режиме сильной инверсии

Вторая часть структур на температурной зависимости нормированной дифференциальной проводимости в отличие от первой группы не имеет группы низкотемпературных максимумов. Зависимости дифференциальной проводимости для структуры из второй группы представлены на вставке к рис. 2. Энергия активации, определенная по наиболее четко выраженной центральной группе максимумов для данного образца, составила величину 94.2 мэВ. Как видно из вставки к рис. 2, высокотемпературная группа максимумов для данной структуры проявляется менее четко, что создает определенные трудности в определении положения максимума на температурной зависимости, но грубая оценка величины энергии активации дает величину примерно 276 мэВ. Наличие или отсутствие низкотемпературных максимумов нормированной дифференциальной проводимости никак не коррелирует с каким-либо из двух видов сверхрешетки, выращенным в барьерной области, и вопрос об их природе пока является дискуссионным.

При температуре 200 К строились зависимости плотности тока nVn-структур от отношения периметра к площади структуры. При напряжении 0.2 В плотность тока поверхностной утечки для различных структур находилась в диапазоне $4.7 \cdot 10^{-4}$ – $6.6 \cdot 10^{-4}$ А/см при плотности объемной составляющей тока одной из структур $8.1 \cdot 10^{-3}$ А/см².

Литература

1. A. V. Voitsekhovskii et al. // J. Commun. Technol. Electron., 67, 308–312 (2022).
2. I. I. Izhnin et al. // Appl Nanosci, 12, 403–409 (2022).
3. N. D. Akhavan et al. // IEEE Trans. Electron. Dev., 63 (2016).

Квантовая проводимость в одиночных и связанных квантово-размерных частицах узкозонных полупроводников

М. В. Гавриков*, Е. Г. Глуховской, Н. Д. Жуков

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
* maks.gavrikov.96@gmail.com

Исследована проводимость dI/dV в линейке кванторазмерных частиц (от одной до пяти) PbS и InSb поперек слоистой ПЛБ-структуры, в межэлектродном нанозазоре сканирующего зондового микроскопа. Результаты объяснены в модели проводимости квантовой проволоки с числом квантовых ступеней, равным отношению размера частицы к постоянной решетки нанокристалла.

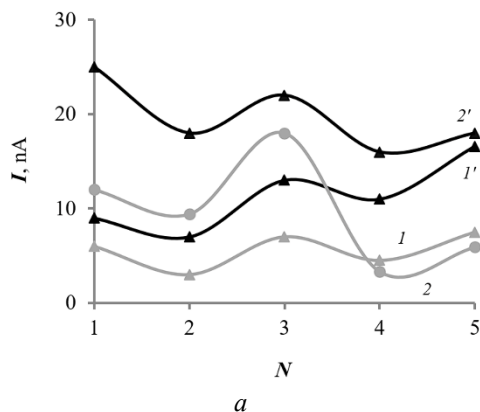
Введение

Квантово-размерные частицы (QP), в отличие от нульмерных квантовых точек (QD), могут иметь сравнительно большие размеры, определяемые отношением к величине длины волны де Бройля для электрона. Особенно это относится к узкозонным полупроводникам, имеющим высокие параметры размерного квантования. В этом случае QP проявляет себя как протяженная глубокая потенциальная яма, в которой выполняются условия для движения электрона как в большой полупроводниковой частице — инжекция, диффузия, дрейф, эмиссия [1]. При этом в определенных условиях движение электрона является размерно ограниченным и резонансным, с проявлениями зарядовой неустойчивости [2].

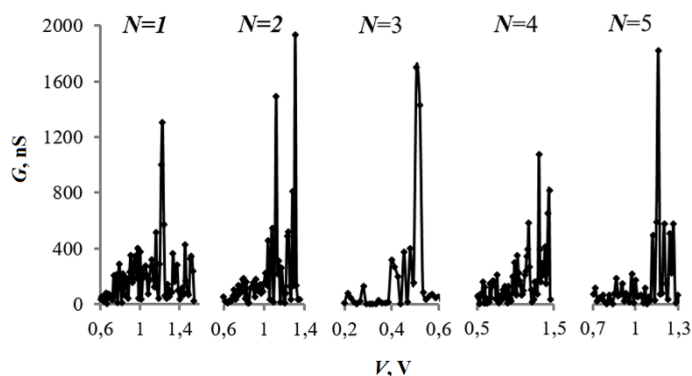
Методы получения и исследования образцов

В данной работе исследуется проводимость квантово-размерных частиц, изготовленных коллоидным синтезом на основе узкозонных полупроводников PbS и InSb (порядка 5 нм). Случайные выборки партий QP подвергались контролю состава, формы и размеров нанокристаллов на просвечивающем и растровом электронных микроскопах, наносились на проводящую подложку в виде монослоев по технологии формирования пленок Ленгмюра — Блоджетт.

Измерения проводимости производились на сканирующем зондовом микроскопе SOLVER Nano методом получения туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ).



а



б

Рис. 2. Зависимости ВАХ от количества монослоев N : а — зависимости тока: 1, 1' — PQ-PbS, 2, 2' — PQ-InSb; 1, 2 — при $V \sim (0,6-0,8)$ В, 1', 2' — при $V \sim (1-1,5)$ В; б — резонансные пики дифференциальной проводимости (на примере образца QP-InSb)

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены типичные варианты ВАХ монослоев QP, имеющих, в том числе, особенности в виде отдельных пиков и квазипериодических пульсаций тока. Пики тока на ВАХ определяются энергией поля в условиях резонанса электронного волнового процесса [3]. На рис. 2, б приведена типичная картина зависимости от N (числа нанесенных монослоев QP) проводимости образцов $dI/dV = G$ в энергетических зонах резонанса. Резонансные пики одноэлектронной проводимости линейной цепочки QP мы трактуем как квантовую проводимость в модели квантовой нити [4]. С учетом одноэлектронного характера тока $G \sim K^{-1} q^2/h \sim 4 \cdot 10^{-5} K^{-1} S$, где q — заряд электрона, K — число квантовых ступеней. В качестве числа квантовых ступеней в единичной QP можно принять отношение a_n/a_0 , а во всей цепочке — Na_n/a_0 [5].

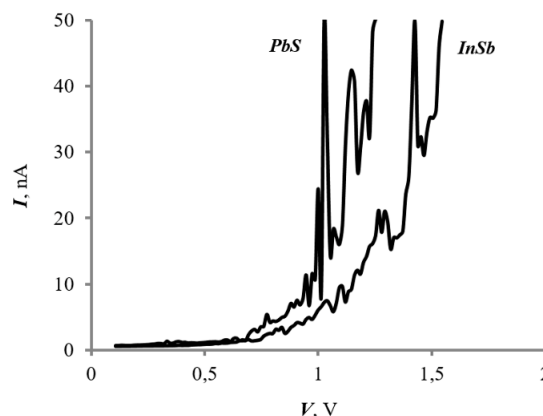


Рис. 1. Типичные ВАХ монослоев QP

В нашем случае $a_n/a_0 \sim 10$, а $K = Na_n/a_0 \sim (10-50)$. Тогда: $G \sim (1-4) \cdot 10^{-6} S$. Как показывают графики на рис. 2, б, значения $G \sim (1-2) \cdot 10^{-6} S$ хорошо соответствует расчету.

В определенных интервалах напряжения наблюдалась характерная особенность зависимости ВАХ от числа монослоев N в образцах: для их четного числа — значения тока уменьшались, для нечетного — увеличивались (рис. 2, а). При четном числе N электронное взаимодействие между QR проявляется слабо. Они действуют как бы независимо. Поэтому ток через два или четыре слоя QR уменьшается, как через последовательно включенные сопротивления, на зависимостях наблюдаются провалы тока для N , равным двум или четырем.

При их независимом действии характеристики квантовой проводимости образуются простым смешиванием и имеют более сложную картину ($N = 2$ и 4). Для случаев нечетных чисел N (1, 3 и 5) QR в межслойной линейке действуют согласованно как единая квантовая нить, и наблюдается «идеальная» картина квантовой проводимости ($N = 1, 3, 5$).

Для объяснения такого случая мы предположили, что простую линейную последовательность QR нужно рассматривать как единую квантовую нить с потенциальными барьерами в узлах — точках расположения QR. Для этого случая необходимо решить уравнение Шрёдингера одноэлектронного транспорта. Пренебрегая тонкими эффектами взаимодействия электронов с решеткой, можно полагать, что возможен резонанс электронного волнового процесса в случаях целого числа полувольт де Бройля на всю длину квантовой нити. Для нечетного числа точек N число промежутков — четное, поэтому именно в этом случае создаются условия предпочтительного образования резонанса. При этом сам электронный

процесс вдоль квантовой нити можно рассматривать как одноэлектронную зарядовую волну.

Заключение

Была изготовлена слоистая (от одного до пяти слоев) наноструктура с трехмерной плотной упаковкой. По ВАХ установлены лимитирующие процессы транспорта — эмиссионно-инжекционное туннелирование из зонда в наночастицу, движение в наночастице, определяемое установлением в ней электронного волнового процесса, туннелирование через нанозазор между наночастицами. На ВАХ наблюдаются квазипериодические осцилляции тока, объясняемые в модели блоховских осцилляций, и резонансные пики квантовой проводимости, оцененные в модели квантовой нити.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 21-73-20057) и Саратовского государственного университета им. Н. Г. Чернышевского.

Литература

1. N. D. Zhukov, M. V. Gavrikov, V. F. Kabanov, et al. // *Semiconductors*, **55** (5), 470 (2021).
2. S. A. Sergeev, M. V. Gavrikov, N. D. Zhukov // *Technical Physics Letters*, **48** (5), 26 (2022).
3. Г. Ф. Глинский // *Письма в ЖТФ*, **44** (6), 17 (2018).
4. Н. Т. Баграев, А. Д. Буравлев, Л. Е. Клячкин, et al. // *ФТП*, **36** (4), 462 (2002).
5. Н. Д. Жуков, М. В. Гавриков, С. Н. Штыков // *ФТП*, **56** (6), 552 (2022).

Спиновые автоколебания поляритонной системы, возбуждаемой плоской электромагнитной волной

С. С. Гаврилов

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, ул. Ак. Осипяна, д. 2, Черноголовка, 142432
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
gavr_ss@issp.ac.ru

Обсуждаются автоколебания, которые возникают в связи со спонтанным нарушением спиновой симметрии в системе экситонных поляритонов, возбуждаемых непрерывной световой волной вблизи резонанса.

Введение

В докладе рассматриваются автоколебания электромагнитного поля в резонаторном микростолбике с сильной экситон-фотонной связью, возбуждаемом плоской световой волной в окрестности поляритонного резонанса. Наиболее известными аналогами такой системы, которые обсуждаются в контексте проблем оптической мультистабильности, автоколебаний и динамического хаоса, являются вертикально-излучающие лазеры (VCSEL) и лазерные диоды. В отличие от них, поляритонная система не требует электрической накачки и допускает возможность полностью оптического контроля когерентных состояний с характерным временем переключения в области десятков пикосекунд или автоколебаний с частотой около 0.1 ТГц (в микрорезонаторах на основе GaAs). Ключевым эффектом является нарушение спиновой симметрии поляритонов, которое сопровождается пороговым изменением поляризации излучаемого света от линейной к право- или левоциркулярной. В случае строго линейной (симметричной) поляризации световой волны, возбуждающей поляритоны, знак циркулярной поляризации излучения «выбирается» спонтанным образом. Пороговый эффект поляризационной конверсии такого типа наблюдался экспериментально [1].

Основные результаты

Как показано в теоретической работе [2], когерентные поляритонные состояния с нарушенной симметрией могут испытывать бифуркацию Хопфа, что приводит к автоколебаниям, не затухающим при постоянной внешней накачке. Для перехода к автоколебаниям требуется, чтобы константа линейной связи спиновых компонент была сопоставима с отстройкой частоты накачки от резонанса и по меньшей мере вчетверо превосходила его спектральную ширину. Эффект не является тривиальным: поскольку время жизни поляритонов конечно, их спиновые компоненты обычно осциллируют на общей (вынужденной) частоте и разность их фаз со временем не изменяется, поэтому автоколебания джозефсоновского типа отсутствуют. Следовательно, для перехода к автоколебаниям при возбуждении системы плоской волной необходимо спонтанное заселение «надконденсатных» резонансов, т. е. боголюбовских мод, которое, как выяснилось, происходит за счет необычных процессов петлевого параметрического рассеяния. Следует подчеркнуть, однако, что исходная теория, сформулированная в приближении среднего поля, не предполагает никаких нелинейных явлений помимо

хорошо известного двухчастичного рассеяния поляритонов.

Предельные циклы, образующиеся в результате бифуркации Хопфа, находятся вблизи потерявших устойчивость неподвижных точек с право- или левоциркулярной поляризацией. Тем самым автоколебания непрерывным образом продолжают асимметричные состояния мультистабильной системы и также имеют два спиновых варианта, допустимых при одних и тех же внешних условиях. Однако изменение мощности накачки увеличивает размах колебаний, после чего два альтернативных решения объединяются и возникает новое спин-симметричное состояние, чья степень циркулярной поляризации осциллирует в диапазоне от +1 до -1 с периодом порядка 10 пикосекунд. Частотный спектр состоит из множества эквидистантных линий с чередующимися ортогонально-линейными поляризациями. Такое состояние представляет собой «вынужденный» аналог джозефсоновских осцилляций, реализующийся в случае диссипативной бозе-системы в резонансном внешнем поле. Существование большого числа спектральных уровней приводит к выраженному ангармонизму колебаний и возможности бифуркаций удвоения периода. В определенных условиях наблюдаются каскады бифуркаций удвоения, которые характеризуются постоянной Фейгенбаума и при небольшом изменении амплитуды накачки приводят систему к динамическому хаосу. В иных случаях автоколебательные состояния устойчивы относительно внешних возмущений с любыми амплитудой, фазой и поляризацией — при условии, что возмущения имеют конечную длительность.

Перспективы

Полученные результаты могут послужить созданию новых источников когерентного излучения с необычными свойствами, такими как устойчивые автоколебания циркулярной поляризации в субгерцовом частотном диапазоне. Подобные устройства будут способны очень быстро перестраиваться между различными режимами излучения при малом изменении управляющих параметров.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-72-30003.

Литература

1. С. С. Гаврилов // Усп. физ. наук, **190** (2), 137 (2020).
2. S. S. Gavrilov // Phys. Rev. B, **106**, 045304 (2022); см. также arXiv:2109.13775.

Исследование спиновой динамики электрона и дырки в одиночной InAs/GaAs квантовой точке

А. И. Галимов*, Ю. М. Серов, М. В. Рахлин, Д. С. Смирнов, А. А. Торопов

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

*galimov@mail.ioffe.ru

Экспериментально исследованы спиновые свойства электрона и дырки в одиночной отрицательно заряженной InAs/GaAs квантовой точке (КТ), находящейся в столбчатом микрорезонаторе с брэгговскими зеркалами. Измерения динамики затухания поляризованной фотолюминесценции (ФЛ) в поперечном магнитном поле позволили определить g -фактор и время спиновой релаксации дырки в составе трионного состояния КТ, а кросс-корреляционные измерения с поляризационным разрешением — g -фактор и время спиновой релаксации резидентного носителя заряда в КТ — электрона. Знак заряда КТ был определен по анизотропии g -факторов, измеренной с помощью аналогичных измерений в наклонном магнитном поле.

Введение

Генерация цепочки поляризационно-кодированных одиночных фотонов, формирующих одномерное кластерное состояние, крайне востребована для реализации алгоритмов квантовых вычислений на основе запутанных фотонов [1]. В работе [2] была предложена схема генерации, использующая спиновые свойства КТ, условием реализации которой является большое время спиновой релаксации по отношению к периоду следования возбуждающих КТ лазерных импульсов. Таким образом, исследование спиновой динамики в одиночной КТ представляет интерес не только с фундаментальной, но и с практической точки зрения.

В данной работе мы исследуем временную эволюцию спина электрона и дырки, находящихся в одной и той же отрицательно заряженной полупроводниковой КТ. При этом возбужденное состояние КТ — отрицательный трион — содержит два электрона с противоположными спинами, что позволяет наблюдать спиновую динамику неспаренной дырки, в то время как спиновая динамика резидентного электрона происходит в основном состоянии данной КТ.

Методика эксперимента

Исследования проводились в самоорганизованной InAs/GaAs КТ, помещенной в столбчатый микрорезонатор с распределенными брэгговскими отражателями [3]. Изучение спиновых свойств дырки осуществлялось с помощью поляризационных измерений фотолюминесценции с временным разрешением в слабом поперечном магнитном поле при возбуждении пикосекундным импульсом, сопровождаемым испусканием акустических фононов [4].

Результаты и обсуждение

Отрицательно заряженный трион в КТ содержит два электрона со спинами $+1/2$ и $-1/2$ и тяжелую дырку с возможным значением спина $\pm 3/2$. При оптических переходах сохраняется проекция полного углового момента, поэтому поглощение (испускание) правоциркулярного (σ^+) фотона соответствует переходу в состояние триона со спином дырки $+3/2$, а поглощение (испускание) левоциркулярного (σ^-) — в состояние со спином дырки $-3/2$. При приложении поперечного магнитного поля (геометрия Фойгта)

дырка, возбужденная исходно в состоянии $+3/2$ или $-3/2$ в зависимости от поляризации возбуждения, испытывает ларморовскую прецессию между этими состояниями, что приводит к колебаниям интенсивности измеряемой с временным разрешением циркулярно-поляризованной ФЛ.

На рис. 1 приведены измеренные кривые затухания поляризованной ФЛ при одном из значений магнитного поля и вычисленная по ним степень циркулярной поляризации. С учетом наличия слабого уровня неполяризованного шумового сигнала, экспериментальные кривые затухания хорошо описывается моделью моноэкспоненциального затухания ФЛ с временем жизни трионного состояния $\tau = 370$ пс и с прецессией нерелаксирующего спина дырки с частотой $\omega = 7.65$ нс $^{-1}$. При этом степень поляризации определяется ориентацией спина дырки и достигает значения 94%, а характерное время релаксации спина $T_{2h}^* \gg \tau$, что позволяет оценить лишь нижнюю границу $T_{2h}^* > 6$ нс. Исследование зависимости частоты прецессии от индукции прикладываемого поперечного магнитного поля позволило определить модуль поперечного g -фактора дырки $|g_{h\perp}| = 0.30$, а проведение подобных измерений в наклонном поле — и ее продольный g -фактор $|g_{h\parallel}| = 2.3$.

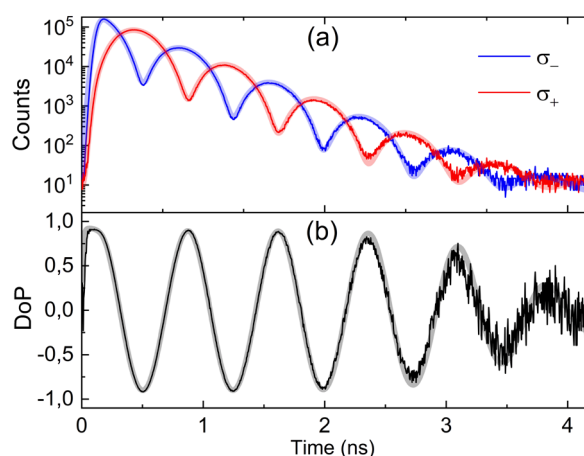


Рис. 1. Кривая затухания ФЛ для σ^- и σ^+ поляризации при σ^- возбуждении в поперечном магнитном поле 303 мТ (a). Соответствующая степень круговой поляризации (b)

Для изучения спиновых свойств резидентного электрона КТ возбуждалась линейно-поляризованным непрерывным лазером. В этом случае отсутству-

ет оптическая ориентация спина и возможны два трионных перехода: если резидентный электрон был со спином $+1/2$, то тогда поглощается и излучается σ^+ фотон, а если спин электрона $-1/2$ — то σ^- фотон. Это позволяет исследовать спиновую динамику электрона по кросс-корреляционным измерениям пар фотонов между циркулярно поляризованными компонентами ФЛ, так как детектирование первого фотона оказывается проективным измерением, ориентирующим спин электрона в наблюдаемом статистическом ансамбле, а вероятность излучения второго фотона в ортогональной циркулярной поляризации определяется дальнейшей релаксацией или поворотом этого спина. Так прецессия спина электрона в поперечном магнитном поле приводит к наблюдению осциллирующей кросс-корреляционной $g^{(2)}$ функции (рис. 2). Анализ измерений $g^{(2)}$ функции в различных магнитных полях показал, что они могут быть удовлетворительно описаны моделью, учитывающей релаксацию спина электрона с характерным временем $T_{2e}^* = 1.6$ нс

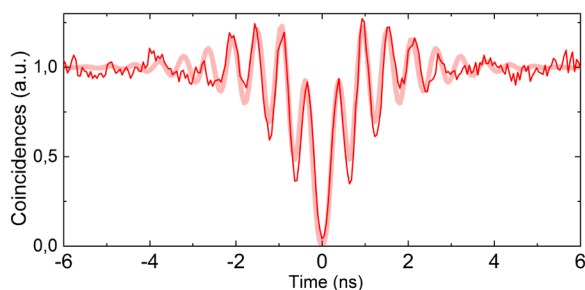


Рис. 2. Гистограмма кросс-корреляционных измерений между σ_+ и σ_- ФЛ в поперечном магнитном поле 303 мТ

в флуктуирующем ядерном поле [5], и позволил определить модуль g -фактора электрона $|g_{e\perp}| = 0.44$. При этом измерение $g^{(2)}$ функции в наклонном поле показало изотропию g -фактора резидентного носителя заряда (отличие $g_{e\perp}$ и $g_{e\parallel}$ не превышает 10%), что в совокупности с существенной анизотропией g -фактора трионного состояния, измеренной по кривым затухания, позволило идентифицировать резидентный носитель как электрон, определив тем самым знак заряда трионного состояния.

Таким образом, в работе показана возможность определения параметров спиновой динамики обоих типов носителей заряда в одиночной КТ путем измерения кривых затухания поляризованной ФЛ при оптической ориентации и путем кросс-корреляционных исследований при ориентации спина резидентного носителя проективным измерением. Развита методика проведения подобных измерений и их анализа перспективна для определения возможности генерации кластерных состояний на КТ.

Литература

1. R. Raussendor, D. E. Browne, H. J. Briegel // *Phys. Rev. A*, **68**, 022312 (2003).
2. N. H. Lindner and T. Rudolph // *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 113602 (2009).
3. M. Rakhlin, A. Galimov *et al.* // *J. Lumin.*, **253**, 119496 (2023).
4. N. Coste, D. Fioretto, N. Belabas *et al.* // *arXiv*: 2207.09881 (2022).
5. D. S. Smirnov *et al.* // *Phys. Rev. B*, **96**, 165308 (2017).

Graphene in the magnetic field with constant gradient

A. V. Germanenko, E. L. Rumyantsev

School of Natural Science and Mathematics, Ural Federal University, Lenin 51, Ekaterinburg, 620000

The possibility of the carriers confinement in graphene by the magnetic field with constant gradient is considered. The obtained results are compared with the classical description of the plasma motion within magnetically neutral sheet in the earth geomagnetic tail. The consideration is carried out within the original strictly gauge invariant approach making use of the additional integral of motion, so called pseudo-momentum. The essential role of the tunneling effect distinguishing quantum case from classical behavior is revealed.

Introduction

Graphene is considered to serve as a promising basis for electronic and optoelectronic devices. The necessary condition for the implementation of this task is the possibility to control the electron behavior. The commonly achieved control using the electric fields presents a problem for graphene due to the Klein effect [1], implying the Dirac electron tunneling through arbitrary high and wide potential barriers upon normal incidence. The considered alternative is to use inhomogeneous magnetic fields for carriers confining by magnetic barriers and magnetic dots created by ferromagnetic microstructures or by superconducting stripes. In our work we consider qualitatively the graphene carrier behavior in the perpendicular static magnetic field with the constant gradient as compare with its classical counterpart problem of plasma motion within neutral sheet in the earth geomagnetic tail. Also, we compare obtained results with the predictions for 2D non-relativistic quantum motion.

Motion in the gradient magnetic field

The 1D profile of the inhomogeneous static perpendicular magnetic field acting upon 2D graphene layer is chosen as $\mathbf{B}(x) = B_0 x \mathbf{e}_z / L$. The chosen spatial dependence with constant gradient being simple, nevertheless, is often used for the description of the confined charged particle currents (current sheets) in the region of the magnetic field reversal, e.g. for the description of the heliospheric current sheets initiated by solar magnetic dipole field [2]. As it has been pointed in [3] that «practically any two dimensional magnetic field can be locally approximated by the magnetic field with constant gradient», the proposed problem is important in elucidating the possibility of the electron motion control in graphene by non-homogeneous magnetic field of this kind [4]. Moreover, the peculiarities of the carriers motion introduced within quantum mechanical description are also of interest. The analysis of the solutions of the corresponding super symmetric (SUSY) graphene Hamiltonian is carried out within $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ approach. The consideration is restricted to only one of the valleys (K valley), due to valleys degeneracy of graphene 1D Dirac-Weyl Hamiltonian. We adopt strictly gauge invariant approach making use of the «integration constant» operator k_y known as pseudo-momentum operator for formulation of the corresponding equations. k_y can be scaled equivalent to the so called guiding center operator. The guiding center approximation (drift approximation) is a well-known and powerful theoretical tool for describing plasma motion in strong magnetic fields [5]. This approach allows to decouple fast helical motion about the local magnetic lines from the slow bounce and drift along and across them. We proved

that in our case, the labeling of the wave functions as the eigenfunctions of this additional integral of motion allows to arrive at the equations independent of the initially chosen form of the vector potential. We also prove that considered guiding center operator is gauge invariant but that its particular form is defined by the form of the specifically chosen vector potential.

Results

We show that the presence of the gradient term has the most drastic effect upon zero energy states in graphene due to their mixed electron-hole feature delocalizing them as compare with the behavior of the zero energy Landau states in the homogeneous magnetic field. The specific symmetric 1D magnetic field profile with neutral region ensuring zero energy states localization on the one of the sub-lattices is proposed. The form of the obtained SUSY equations defining in the gauge invariant way the wave functions for $E \leq 0$ depend on the sign of k_y eigenvalue λ . For $\lambda < 0$ the electron-like «snake» states [4] are confined in the transverse direction by anharmonic potential. For $\lambda > 0$, 1D equations describe motion in the quadratic double well potential [5]. We show that this result holds also for 2D non-relativistic case. The predictions for the carrier behavior in graphene and in non-relativistic quantum case differ from classical plasma behavior. In the classical description two distinct types of propagating states trajectories are revealed. There are states bouncing hither and thither as regards the neutral line and the states propagating without crossing the neutral region. Under quantum description it is predicted that only the states localized along the neutral line can exist as in massless graphene so in 2D non-relativistic cases. This fact is apparent for $\lambda < 0$ when particle is under the action of the effective magnetic anharmonic potential. For $\lambda > 0$, the «instanton» solutions prevent localization in only one of the double well potential minimums. It is proposed that this tunneling effect can be of relevance for the interpretation of the experimental data on the solar plasma current sheets. The problem of k_y viewed upon as a quantum observable is discussed. Its conflicting role in the determination of the value and the direction of the particle drift along the neutral line is discussed.

Литература

1. M. I. Katnelson, K. S. Novoselov, and A. K. Geim // *Nature Phys.*, **2**, 620 (2006).
2. W. Speiser // *J. Geophys. Res.*, **70**, 4219 (1965).
3. K. Kabin // *Phys. Plasmas*, **28**, 122101 (2021).
4. J. Reijniers, F. M. Peeters, A. Matulis // *Phys. Rev. B*, **64**, 245314 (2001).
5. V. Turbiner // *Int. J. Mod. Phys. A*, **25**, 647 (2010).

Поверхностный электронный транспорт в коррелированных топологических изоляторах SmB_6 и YbB_6

В. В. Глушков^{1,*}, А. Д. Божко¹, В. С. Журкин¹, М. А. Анисимов¹, М. К. Никонов^{1,2}, В. М. Шевлюга¹, Н. Ю. Шицевалова³, В. Б. Филипов³

¹ Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991

² Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701

³ Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, ул. Академика Кржижановского, 3, Киев, 03142

* glushkov@it.gpi.ru

Для коррелированных топологических изоляторов SmB_6 и YbB_6 впервые идентифицированы вклады поверхностных носителей заряда p -типа, определяющих аномалии транспортных свойств указанных соединений в их основном состоянии. Существенное отличие эффективных параметров (концентрации и подвижности) поверхностных дырочных состояний, оцененных из экспериментальных данных для SmB_6 и YbB_6 , связывается с влиянием дефектов, формируемых в приповерхностном слое в результате специальной обработки поверхности этих соединений.

Введение

В семействе топологических изоляторов (ТИ) узкозонный полупроводник SmB_6 ($E_g = 19$ мэВ [1]) занимает особое место, поскольку фаза ТИ реализуется в режиме сильных электронных корреляций [2]. В этом соединении с кубической структурой поверхностные дираковские состояния возникают как из-за нетривиальной топологии зонного спектра (для плоскостей (100) и (111)), так и вследствие симметрии кристаллической решетки (для плоскостей (110)) [3]. Однако эффективные параметры низкотемпературного электронного транспорта зависят от способа подготовки поверхности SmB_6 [4]. Химическое травление полированной поверхности (110) уменьшает концентрацию поверхностных электронов почти на 2 порядка, при этом критическое поведение магнитных центров, обнаруженных в ЭПР-отклике SmB_6 при $T < 5,5$ К, остается практически неизменным [5]. В такой ситуации для выяснения природы фазы ТИ в SmB_6 и родственного соединения YbB_6 [6] важно иметь количественную информацию о параметрах носителей заряда для поверхностей с различными ориентациями и способами подготовки.

Методика эксперимента

В работе выполнено исследование гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов SmB_6 и YbB_6 с поверхностями, ориентированными по кристаллографическим плоскостям (100), (110), (111) и (211), при температурах $1,8 \div 300$ К в магнитных полях до 8 Тл. Образцы вырезались из монокристаллов SmB_6 и YbB_6 , выращенных методом зонной плавки в атмосфере аргона. Поверхности образцов, подготовленных в форме прямоугольного параллелепипеда, последовательно подвергались механической полировке, химическому травлению и обработке ионами аргона с энергиями до 500 эВ в условиях высокого вакуума. Особенности методик исследования рельефа поверхностей, подвергнутых специальной обработке, и измерений транспортных свойств образцов детально описаны в [4].

Результаты и обсуждение

В работе выявлено качественное различие параметров поверхностного электронного транспорта в

образцах SmB_6 и YbB_6 , подвергнутых специальной обработке поверхности. В случае SmB_6 для полированных поверхностей значения концентрации поверхностных электронов равны 110, 75 и 60 электронам на элементарную ячейку (без учета вырождения по спину) для поверхностей (100), (110) и (111) соответственно. Высокие значения концентрации носителей заряда, не имеющие объяснения в модели ТИ [2, 3], следует связать с дефектами, возникающими в приповерхностном слое SmB_6 в результате механической полировки. Грубая оценка снизу толщины дефектного слоя дает значения 25–40 нм. Травление полированных поверхностей (100) приводит к уменьшению концентрации и росту подвижности поверхностных носителей заряда n -типа при 1,9 К от значений $110/a^2$ и $1,12 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ до $0,76/a^2$ и $18 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ соответственно (параметр решетки SmB_6 $a \approx 4,134$ Å). Для протравленной полярной поверхности (100) концентрация поверхностных носителей заряда n -типа $0,76/a^2$ хорошо согласуется со степенью заполнения поверхностной зоны Бриллюэна по данным фотоэмиссионной спектроскопии (~70%) [3, 7], что является важным аргументом в пользу реализации состояния ТИ в SmB_6 . При этом существенное превышение предельных значений концентрации электронов проводимости для поверхностных зон Бриллюэна в случае неполярных поверхностей (110) и (111) (в 2,3 и 3,9 раза соответственно) требует дополнительного анализа влияния дефектов, инициированных специальной обработкой поверхности, на топологические состояния в SmB_6 .

Обработка ионами аргона травленных поверхностей SmB_6 , образованных плоскостями (100) и (110), инициирует изменение типа проводимости в основном состоянии. Оценки холловской подвижности поверхностных дырок в SmB_6 дают значения $40 \div 80 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, заметно превышающие подвижности поверхностных электронов (~20 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ [4]) и объемных носителей заряда p -типа ($2 \div 3 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ при $T=10$ К [1]). В работе обсуждаются ограничения применимости модели двух групп носителей заряда для описания температурной и полевой инверсий знака холловского сопротивления в образцах SmB_6 с поверхностями, обработанными ионами аргона. Вклад дырочных состояний в поверхностную проводимость, ограниченный значениями 92% (рис. 1), допускает

сосуществование двух типов поверхностных носителей заряда, которое не исключается в модели ТИ вследствие неэквивалентности топологических состояний в точках поверхностной зоны Бриллюэна, отвечающей разной симметрии.

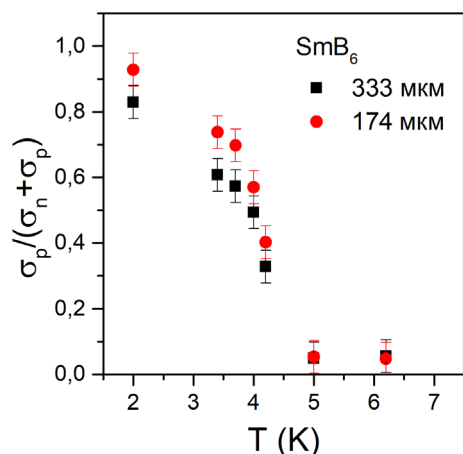


Рис. 1. Относительный вклад носителей заряда p -типа в полную поверхностную проводимость SmB_6 для образцов различной толщины с поверхностями, подвергнутыми обработке ионами аргона

В отличие от SmB_6 , вклад поверхностной проводимости для YbB_6 наблюдается во всем диапазоне исследуемых температур, причем метод подготовки (полировка/химическое травление) и ориентация поверхности в пределах точности эксперимента не оказывают влияния на измеряемые параметры электронного транспорта. Рассчитанные значения удельной поверхностной проводимости YbB_6 ($0,24 \pm 0,06 \text{ Ом}^{-1}$ на квадрат) более чем на два порядка превышают

аналогичные параметры травленных поверхностей SmB_6 ($\sim 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ на квадрат [4]). При $T < 10 \text{ K}$ для YbB_6 идентифицирован вклад носителей заряда p -типа с холловской подвижностью, достигающей аномально высоких для данного класса соединений значений $\mu_p(1,8 \text{ K}) \approx 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Наблюдаемое активационное поведение концентрации носителей заряда p -типа с предельно малой энергией активации $E_a = 0,36 \pm 0,03 \text{ мэВ}$ указывает на возможное расщепление линейного спектра дираковских состояний в YbB_6 под воздействием поверхностных магнитных дефектов [6].

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00990, <https://rscf.ru/project/22-22-00990/>).

Литература

1. N. Sluchanko, V. V. Glushkov, B. P. Gorshunov *et al.* // *Phys. Rev. B*, **61**, 9906 (2000).
2. M. Dzero, K. Sun, V. Galitski *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 106408 (2010).
3. D.-C. Ryu, C.-J. Kang, J. Kim *et al.* // *Phys. Rev. B*, **103**, 125101 (2021).
4. В. В. Глушков, В. С. Журкин, А. Д. Божко *и др.* // *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 770 (2022).
5. S. V. Demishev, M. I. Gilmanov, A. N. Samarin *et al.* // *Sci. Rep.*, **8**, 7125 (2018).
6. C.-J. Kang, J. D. Denlinger, J. W. Allen *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 116401 (2016).
7. Y. S. Eo, S. Wolgast, A. Rakoski *et al.* // *Phys. Rev. B*, **101**, 155109 (2020).

«Звездчатая» дисперсия поверхностных фонон-поляритонов в одноосных кристаллах

К. Ю. Голеницкий

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
golenitski.k@mail.ioffe.ru

Исследована дисперсия поверхностных фонон-поляритонов на границе между одинаковыми одноосными гиперболическими кристаллами, отличающимися направлением оптической оси. При определенных соотношениях для компонент диэлектрического тензора и угла между оптическими осями поверхностный фонон-поляритон может распространяться в произвольном направлении, в отличие от волн Дьяконова и дьяконовских плазмонов. Кривая зависимости волнового вектора от направления распространения имеет форму четырехконечной звезды.

Введение

Фонон-поляритоны являются квазичастицами в ионных кристаллах, существование которых обусловлено взаимодействием света с оптическими колебаниями кристаллической решетки. Это приводит к дисперсии диэлектрической проницаемости в диапазоне частот вблизи частоты возбуждения фонон-поляритонов. Поверхностные фонон-поляритоны [1], как и другие типы поверхностных электромагнитных волн, распространяются вдоль границы, а их поле локализовано на ней и достаточно быстро спадает при удалении от границы.

Условие существования поверхностного фонон-поляритона в случае двух изотропных кристаллов совпадает с условием существования поверхностного плазмона в металле, то есть диэлектрические проницаемости контактирующих сред должны быть разного знака $\epsilon_1 \epsilon_2 < 0$. Для анизотропных кристаллов каждая из главных компонент диэлектрического тензора может иметь собственную резонансную частоту фонон-поляритона. В этих случаях условие существования поверхностных фонон-поляритонов значительно усложняется, за исключением направлений высокой симметрии. Модуль волнового вектора поляритона зависит не только от частоты через дисперсию диэлектрического тензора, но и от направления распространения, от плоскости среза кристалла.

В последнее время активно исследуются поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границ анизотропных материалов, в частности метаматериалов и гиперболических сред (обзор [2]). Среда называется гиперболической, когда главные компоненты диэлектрического тензора имеют разные знаки для выбранной частоты. Например, монокристалл одноосного Al_2O_3 в диапазоне 13–28 мкм, соответствующем длинам волн оптических фононов, является гиперболической средой с небольшим поглощением [3]. Другие материалы можно найти в обзоре [4]. В работе исследуются поверхностные фонон-поляритоны на границе одинаковых одноосных кристаллов, отличающихся направлением оптической оси.

В такой геометрии ранее исследовались поверхностные электромагнитные волны в работе [5], но для *диэлектрических* одноосных кристаллов. Для поверхностной волны в гиперболической среде [2] и для

волны в [5] характерен ограниченный диапазон направлений распространения и самофокусировка, связанная с вогнутостью изочастотного контура в зависимости от направления распространения.

Постановка задачи

Рассматривается граница между двумя одинаковыми одноосными кристаллами. Диэлектрический тензор каждого кристалла имеет вид в главных осях $\hat{\epsilon} = \text{diag}(\epsilon_{\perp}, \epsilon_{\perp}, \epsilon_{\parallel})$ со следующими условиями на компоненты $\epsilon_{\perp} > 0$, $\epsilon_{\parallel} < -\epsilon_{\perp}$. Для упрощения теоретического анализа предполагается, что оптические оси обоих кристаллов параллельны плоскости границы. Угол между оптическими осями α является дополнительным параметром. Оси выбраны таким образом, что Ox — нормаль к плоскости границы.

Интересуемся существованием решений уравнений Максвелла в виде плоских волн, распространяющихся вдоль оси z и локализованных на границе между кристаллами $\mathbf{E}, \mathbf{H} \propto \exp(iqz) \exp(\pm k_{e,o}^{(1,2)} x)$. В общем случае поверхностная волна является комбинацией необыкновенной волны и обыкновенной с разными декрементами затухания вглубь $k_e^{(1)}$, $k_e^{(2)}$, $k_o^{(1)} = k_o^{(2)}$. Верхние соответствуют разным кристаллам. Размерные величины измеряются в единицах волнового вектора в вакууме ω/c .

Подстановка решения в выбранной форме в уравнения Максвелла и учет стандартных граничных условий для электромагнитного поля приводят к дисперсионному уравнению:

$$(k_e^{(1)} + k_o)^2 (k_e^{(2)} + k_o)^2 = \left(\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} - 1\right)^2 (\epsilon_{\perp} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 - k_o^2 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2)^2, \quad (1)$$

которое решается совместно с дисперсионными соотношениями для каждой поляризации

$$q^2 - k_o^2 = \epsilon_{\perp}, \quad (2)$$

$$\frac{q^2 \sin^2 \varphi_{1,2} - k_e^{(1,2)^2}}{\epsilon_{\parallel}} + \frac{q^2 \cos^2 \varphi_{1,2}}{\epsilon_{\perp}} = 1, \quad (3)$$

относительно $k_o, k_e^{(1)}, k_e^{(2)}, q$, где $\varphi_{1,2}$ — углы между осью z и оптическими осями кристаллов, $\varphi_2 - \varphi_1 = \alpha$. Если существует решение (1)–(3) с положительными $k_o, k_e^{(1)}, k_e^{(2)}, q$, то оно соответствует поверхностному фонон-поляритону.

Результаты и обсуждение

Дисперсионное уравнение (1) решалось численными методами для всех направлений распространения в плоскости yz при произвольных углах α . На рис. 1 приведен график характерной зависимости волнового вектора поверхностного фонон-поляритона от направления распространения при $\alpha = 90^\circ$ для кристаллов с $\epsilon_{\perp} = 1, \epsilon_{\parallel} = -2$. Можно заметить, что кривая дисперсии имеет вид похожий на четырехконечную звезду. Диапазон углов α вблизи 90° , при которых сохраняется такой вид дисперсии, зависит от отношения $|\epsilon_{\parallel}|/\epsilon_{\perp}$, чем оно больше, тем шире диапазон углов. При других произвольных α или $\epsilon_{\parallel} > -\epsilon_{\perp}$

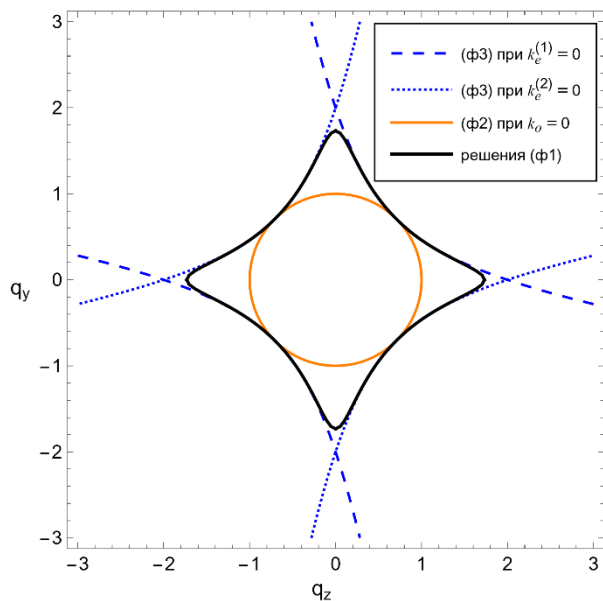


Рис. 1. Кривая дисперсии поверхностного фонон-поляритона для кристалла с $\epsilon_{\perp} = 1, \epsilon_{\parallel} = -2$ и угле между оптическими осями $\alpha = 90^\circ$

поверхностная волна либо не существует, либо распространяется в узком диапазоне направлений, подобно волнам Дьяконова [5] или дьяконовским плазмонам [2]. Таким образом, меняя угол поворота кристаллов относительно друг друга, можно контролировать условия существования и дисперсию поверхностной волны.

На рис. 1 также приведены кривые дисперсии обыкновенной и необыкновенной однородной волны. Близость кривой дисперсии поверхностного фонон-поляритона к этим кривым качественно показывает длину локализации, определяемую $k_o, k_e^{(1)}, k_e^{(2)}$. В направлениях $q_y = 0$ или $q_z = 0$ наблюдается наиболее сильная локализация поверхностной волны, причем $k_o > k_e^{(1)} \approx k_e^{(2)}$. Для направлений $q_y = \pm q_z$ волна слабо локализована в обоих кристаллах, так как $k_o, k_e \rightarrow 0$.

Финансирование

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

Литература

1. D. N. Mirlin // Modern Problems in Condensed Matter Sciences. Elsevier. Vol. 1. P. 3–67 (1982).
2. O. Takayama, A. A. Bogdanov, A. V. Lavrinenko // J. Phys. Condens. Matter, **27**, 463001 (2017).
3. Y. T. Chu, J. B. Bates // Phys. Rev. B, **34**, 2757 (1986).
4. K. Korzeb, M. Gajc, D. A. Pawlak // Opt. Express, **23**, 25406–25424 (2015).
5. Н. С. Аверкиев, М. И. Дьяконов // Опт. и спектр., **68**. С. 1118–1121 (1990).

Эпитаксиальный рост сверхтонких пленок Bi на InAs(111)A

В. А. Голяшов^{1,2,3,*}, Н. Ю. Соловова^{1,3}, С. В. Еремеев⁴, Л. В. Бондаренко⁵,
А. Ю. Тупчая⁵, Д. В. Грузнев⁵, А. А. Саранин⁵, О. Е. Терещенко^{1,2,3}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

² ЦКП «СКИФ», ИК СО РАН, пр. Никольский, 1, Кольцово, 630559

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

⁴ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, пр. Академический, 2/4, Томск, 634055

⁵ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041

* golyashov@isp.nsc.ru

В работе исследованы условия роста, электронная и атомная структура тонких пленок висмута на поверхности InAs(111)A. Обнаружено, что осаждение Bi на поверхность (2×2) InAs(111)A при температуре подложки выше 220 °C приводит к появлению новой поверхностной структуры (2√3×3) с прямоугольной элементарной ячейкой и формированию, предположительно, квазисвободной двумерной решетки из кластеров Bi.

Введение

Среди полупроводниковых соединений A³B⁵ арсенид индия представляет особый интерес. На поверхности n-InAs происходит изгиб зон вниз с формированием двумерного электронного газа. Сильное спин-орбитальное взаимодействие и структурная асимметрия приводят к появлению эффекта Рашбы в таком поверхностном двумерном электронном газе и снятию вырождения по спину. Поскольку параметром Рашбы и, соответственно, силой спин-орбитального взаимодействия в такой системе можно управлять изменением изгиба зон в области поверхностного заряда посредством приложения внешнего электрического поля (затвора), она представляет огромный интерес как основа для создания спиновых транзисторов [1]. Увеличить силу спин-орбитального взаимодействия в такой системе можно внесением в нее тяжелых атомов, например висмута. Кроме того, получение тонких графеноподобных пленок висмута (висмутена) на различных полупроводниковых подложках представляет отдельный интерес, поскольку путем изменения постоянной решетки за счет псевдоморфных напряжений можно управлять шириной запрещенной зоны и проявлением топологических эффектов в них [2]. Известно, что рост тонких слоев Bi на поверхностях InAs(111)A и В при низких температурах происходит эпитаксиально [3], однако условия осаждения при высоких температурах подложек ранее не изучались.

В данной работе были изучены условия осаждения, электронная и атомная структура тонких (0.5 — 1 бислои) пленок висмута на поверхности n-InAs(111)A с реконструкцией (2×2) в широком интервале температур подложки.

Описание эксперимента

Для получения атомно-чистой и структурно упорядоченной поверхности (2×2) InAs(111)A образцы обрабатывались в изопропанолем, насыщенном парами HCl, с последующим травлением ионами аргона и прогревом в сверхвысоком вакууме при $T \sim 450$ °C. Висмут осаждался из эффузионной ячейки Кнудсена в сверхвысоком вакууме ($< 5 \cdot 10^{-10}$ мбар) при различных температурах подложки. Скорость осаждения пленок составляла

~ 0.25 Å/мин. Атомная и электронная структура поверхности полученных гетероструктур Bi/InAs изучались *in-situ* дифракцией медленных электронов (ДМЭ), сканирующей туннельной микроскопией (СТМ) и фотоэлектронной спектроскопией с разрешением по углу и спину (ФЭСУР).

Результаты и обсуждение

Рост слоев Bi на поверхности (2×2) InAs(111)A при комнатной температуре происходил эпитаксиально, с формированием псевдоморфно напряженных гексагональных бислоев Bi, и полученные результаты в целом повторяли ранее описанные в литературе.

Было обнаружено, что осаждение Bi на поверхность (2×2) InAs(111)A при температуре подложки выше 220 °C приводит к появлению новой поверхностной структуры (2√3×3) с прямоугольной элементарной ячейкой, нехарактерной для тонких пленок Bi.

В картинах ДМЭ (рис. 1, *a*) наблюдается вклад от трех прямоугольных доменов структуры (2√3×3), разориентированных на углы $\pm 120^\circ$. В картинах СТМ (рис. 1, *b*) наблюдается формирование упорядоченных кластеров Bi, с латеральными размерами $\sim 15 \times 13$ Å, соответствующими размерам элементарной ячейки структуры (2√3×3). Было замечено, что эффективная толщина формируемых слоев висмута естественным образом ограничена величиной 3–4 Å, что соответствует толщине бислоя висмута. В электронной структуре поверхности (2√3×3)Bi/InAs(111)A наблюдается сложная картина дисперсии зон (рис. 1, *a–d*), включающая как состояния поверхности InAs(111)A, так и состояния сформированного слоя Bi. Можно отметить общий полупроводниковый характер полученной системы с $E_g \approx 0.2$ эВ, в которой, однако, также присутствуют состояния с квазилинейным законом дисперсии. Измерения с разрешением по спину показали наличие спиновой поляризации у электронов, эмитируемых из состояний сформированной пленки висмута, со спиновой структурой, схожей с геликоидальной.

Анализ химических сдвигов в фотоэлектронных спектрах показал, что отличается не только кристаллическая структура выращиваемых пленок,

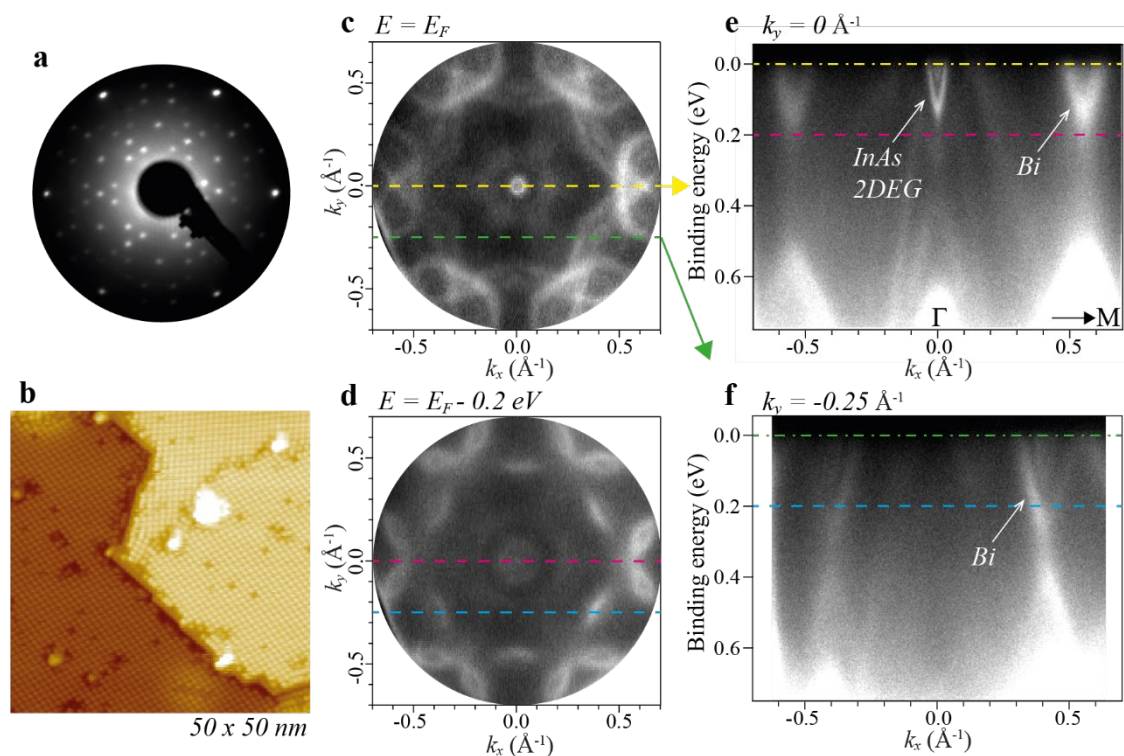


Рис. 1. Картина дифракции медленных электронов (a) и картина СТМ на поверхности $(2\sqrt{3}\times 3)$ Bi/InAs(111)A (b). Дисперсионные зависимости, полученные методом ФЭСУР, для поверхности $(2\sqrt{3}\times 3)$ Bi/InAs(111)A: сечения (c) поверхности Ферми E_F и (d) поверхности постоянной энергии $E - E_F = -0.2$ эВ вблизи точки Γ поверхностной зоны Бриллюэна, дисперсия зон в направлении Γ -M (e) и вдоль отмеченной линии $k_y = -0.25 \text{ \AA}^{-1}$ (f) ($T = 78 \text{ K}$, $h\nu = 21.22 \text{ эВ}$)

но и химическое состояние атомов висмута на границе раздела с подложкой InAs. Висмут в пленках, выращенных при низких температурах, формирует химические связи с подложкой. Однако для пленок $(2\sqrt{3}\times 3)$ Bi/InAs химические сдвиги фотоэмиссионных линий, характерные для образования связей Bi-In, Bi-As, не наблюдались.

Атомная структура формируемого слоя $(2\sqrt{3}\times 3)$ Bi/InAs(111)A на данный момент остается неизвестной, однако экспериментальные данные в целом указывают на формирование квазисвободной двумерной решетки из кластеров Bi.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 21-52-12024.

Литература

1. S. Datta, B. Das // Appl. Phys. Lett, 56, 665 (1990).
2. F. Reis, *et al.* // Science, 357, 6348, 287 (2017).
3. L. Nicolaï, *et al.* // New J. Phys., 21, 123012 (2019).

Релаксация фотопроводимости в нановискерах слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3

И. Г. Горлова*, С. А. Никонов, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009
*gorl@cplire.ru

Экспериментально исследована релаксация фотопроводимости нановискеров TiS_3 в диапазоне температур $79 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ при разных интенсивностях облучения в области длин волн от ближнего ИК до ближнего УФ. Обнаружена логарифмическая релаксация фотопроводимости. Результаты объясняются разбросом по энергии центров захвата фотовозбужденных носителей заряда.

Введение

В настоящее время фотопроводимость $\delta\sigma$ слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3 с запрещенной зоной ~ 1 эВ интенсивно исследуется в связи с возможным применением этого соединения в оптоэлектронике. TiS_3 кристаллизуется в виде ленточных вискероидов, которые удается расщепить на монокристаллы толщиной в несколько элементарных слоев или даже в один слой. При этом уникальные свойства объемного материала сохраняются. На основе вискероидов TiS_3 нанометровой толщины были изготовлены фотодетекторы, время переключения которых было порядка нескольких миллисекунд, а фоточувствительность (responsivity) достигала значений $\sim 3000 \text{ A/Wt}$ [1]. На основании величины фотоотклика и плотности мощности ИК-излучения мы оценили время релаксации фотопроводимости 3–25 мкс при 300 К. Сделан вывод, что рекомбинация возбужденных электронов и дырок в TiS_3 происходит, скорее всего, через донорный уровень с большим временем жизни носителей [2].

Методика эксперимента

В настоящей работе проведены прямые измерения релаксации фотопроводимости вискероидов TiS_3 нанометровой толщины в диапазоне температур $79 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ при разных интенсивностях и длинах волн облучения.

Монокристаллические вискероиды были синтезированы в ИФМ УрО РАН (Екатеринбург). Перед измерениями вискероиды расщеплялись механически параллельно проводящим слоям до толщины $\sim 100 \text{ nm}$ с помощью электрохимически заточенных вольфрамовых игл.

Исследовались возрастание и спад $\delta\sigma$ при облучении кристаллов прямоугольными импульсами света. В качестве источников излучения использовались светодиоды с длинами волн $\lambda = 405, 525, 650$ и 940 nm . Светодиоды располагались снаружи криостата с образцом. Излучение подводилось к вискероиду по волоконному кабелю. Это обеспечивало стабильность параметров излучения при изменении температуры образца. Амплитуда и частота импульсов определялись амплитудой и частотой подаваемых на светодиод импульсов тока.

Результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* представлены осциллограммы фотопроводимости, полученные при воздействии модули-

рованного излучения. Если переходные процессы приблизить экспонентой в узком интервале времен, например, 20–50 мс, то определенное таким образом время релаксации составляет $\sim 1 \text{ ms}$ при 300 К и растет с понижением температуры. Однако в широком диапазоне времен, например, 10^{-3} – 10^{-1} с, ни возрастание, ни спад $\delta\sigma$ нельзя описать экспонентой, то есть, одним временем релаксации.

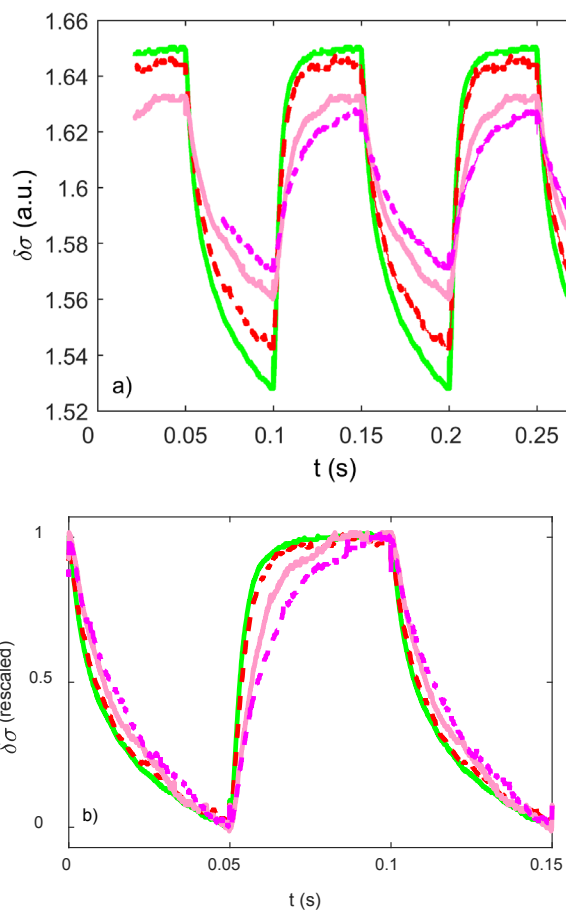


Рис. 1. Зависимости фотопроводимости от времени при облучении вискера TiS_3 прямоугольными импульсами света разной интенсивности (*a*). $T = 100 \text{ K}$. Длины волн в порядке возрастания $\delta\sigma$: 405, 940, 650 и 525 нм. Кривые смещены по вертикали. *b* — те же зависимости, нормированные на максимальное значение $\delta\sigma$

Сравнение релаксации $\delta\sigma$ при разных интенсивностях облучения показало, что, чем больше амплитуда $\delta\sigma$, тем быстрее происходит релаксация (рис. 1, *b*). Это означает, что процесс релаксации нельзя свести

к не зависящим друг от друга электронным переходам между уровнями, времена жизни носителей на которых не зависят от заселенности. Результат указывает на сильную корреляцию электронных состояний в TiS_3 .

При всех значениях λ и T обнаружено, что после выключения светодиода фотопроводимость уменьшается линейно в зависимости от логарифма времени в диапазоне от тысячных долей секунды до десятков секунд (рис. 2). Логарифмическая релаксация фотопроводимости наблюдалась ранее в полупроводниковых соединениях, например, в твердых растворах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$, допированных In [3], и в материалах с волной зарядовой плотности [4]. В вискерах TiS_3 это явление может быть связано с разбросом по энергии центров захвата фотовозбужденных носителей из-за

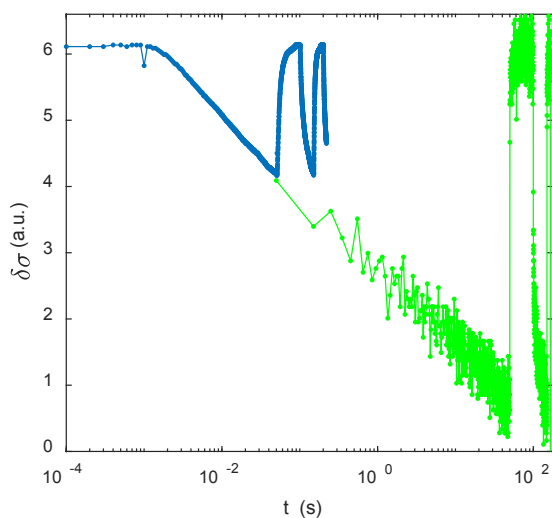


Рис. 2. Релаксация фотопроводимости в логарифмическом масштабе по времени. Две кривые измерены при импульсах света разной длительности. $\lambda = 525$ нм, $T = 100$ К. Кривые масштабированы и совмещены

наличия специфических дефектов кристаллической структуры, а именно: вакансий серы, двойников и доменов со структурой типа $B\text{-ZrSe}_3$ [5].

Отдельного исследования требует фотопроводимость, индуцированная УФ-излучением. Релаксация — как при включении, так и при выключении светодиодов — заметно замедлялась при приближении длины волны к УФ-области. При включении светодиода с $\lambda = 405$ нм наблюдался рост фотопроводимости в течение всего времени эксперимента — десятков минут. При этом величина $\delta\sigma/\sigma$ (где σ — темновая проводимость) достигала 2.5%. После выключения излучения релаксация также была очень медленной, причем к исходному значению проводимость не возвращалась в течение, как минимум, получаса. Механизм долговременной релаксации фотопроводимости при воздействии УФ-излучения пока не ясен и может быть связан с обратимыми изменениями кристаллической и зонной структуры TiS_3 .

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект 22-12-00319.

Литература

1. J. O. Island, A. J. Molina-Mendoza, M. Barawi *et al.* // *2D Mater.* **4**, 022003 (2017).
2. I. G. Gorlova, S. A. Nikonov, S. G. Zybtev *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* **120**, 153102 (2022).
3. Б. А. Волков, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов // *УФН* **172**, 876 (2002).
4. S. V. Zaitsev-Zotov, V. E. Minakova, V. F. Nasretdinova *et al.* // *Physica B* **407**, 1868 (2012).
5. I. N. Trunkin, I. G. Gorlova, N. B. Bolotina *et al.* // *J. Mater. Sci.* **56**, 2150 (2021).

Исследование микроструктуры, состава и свойств титаната висмута, сформированного методами жидкой химии

Г. Г. Горох^{1,*}, В. С. Федосенко¹, А. А. Лозовенко¹, И. А. Таратын^{2,**}

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, 6, Минск, Беларусь, 220013

² Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости 65, Минск, Беларусь, 220013

* gorokh@bsuir.by, ** mnt@bntu.by

Изготовлены наносистемы, состоящие из островкового анодного оксида титана с нанесенными ионным наслаиванием пленками оксида висмута, исследованы их структурно-морфологические характеристики, фазовый состав, фотокаталитические и газочувствительные свойства. Показана возможность перспективного использования нанокompозита $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ в качестве фото- и хемочувствительных материалов.

Введение

В последнее время большое внимание уделяется поиску новых методов синтеза соединений системы Bi-Ti-O , так как титанат висмута — $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ представляет собой сегнетоэлектрический материал с высокой температурой Кюри [1], широко применяемый в электронной промышленности. Способность сохранять пьезоэлектрические свойства в широком интервале температур позволяет рассматривать тонкопленочный титанат висмута как перспективный материал для радио-, акусто- и оптоэлектроники, а также, как обнаружено в последние годы, для фотокатализа и хемочувствительных сенсоров [2].

Экспериментальная часть

В настоящей работе предлагается новый технологический подход при синтезе соединений системы Bi-Ti-O с применением методов жидкой химии — электрохимического анодирования двухслойной композиции Al/Ti и ионного наслаивания оксида висмута. Пленки $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ формировали в два этапа. Первоначально двухслойную тонкопленочную систему Ti/Al (Ti — 200 нм, Al — 1 мкм) анодировали в 0,4 М H_3PO_4 при постоянной плотности тока $j_a = 6 \text{ mA/cm}^2$ в комбинированном режиме: вначале формировали слой пористого анодного оксида алюминия (АОА), в результате чего верхний слой алюминия преобразовывался в матрицу, с гексагонально упакованными оксидными ячейками, в центре которых находились вертикальные поры. Затем продолжали анодирование в потенциостатическом режиме при напряжении стационарного роста АОА, равном 120 В. Процесс анодирования прекращали после

снижения величины анодного тока до 60 мкА/см^2 . В результате второй стадии анодирования под порами АОА образовались наноразмерные островки оксида титана. После анодирования сформированный АОА стравливали в 50% растворе ортофосфорной кислоты при 50°C .

На сформированную пленку из островков металлоксида титана наносили слой оксида висмута ионным послойным циклическим осаждением из катионного водного раствора $0.1 \text{ M Bi(NO}_3)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ и анионного раствора — подогретой до 70°C дистиллированной воды. После проведения 150 циклов матрицы со сформированными композиционными пленками были подвергнуты отжигу при температуре 300, 500 и 700°C в течение 40 минут.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены микрофотографии поверхности композитных пленок $\text{TiO}_2/\text{Bi}_2\text{O}_3$, отожженных при разных температурах, и результаты EDX исследований сформированных структур. Металлоксид Bi_2O_3 , находящийся на поверхности островковой пленки TiO_2 , имеет вид хаотично и вертикально расположенных пластинок, размеры которых с увлечением температуры отжига от 300 до 700°C укрупняются в длину от 250 до 600 нм и в ширину от 40 до 100 нм. Такие изменения размеров кристаллитов, вероятно, вызваны трансформацией микроструктуры композитного материала. Элементный состав композита, исследованный методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа, представлен на рис. 2. Атомарное соотношение Bi , Ti и O составило 31,46% Bi : 3,78% Ti : 51,05% O .

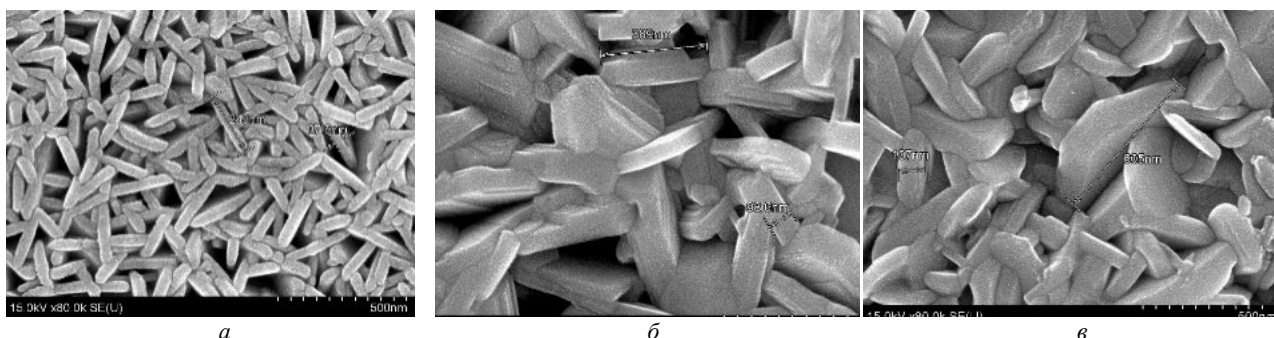


Рис. 1. СЭМ-изображения поверхности композитных пленок $\text{TiO}_2/\text{Bi}_2\text{O}_3$, отожженных при 300°C (а), 500°C (б) и 700°C (в)

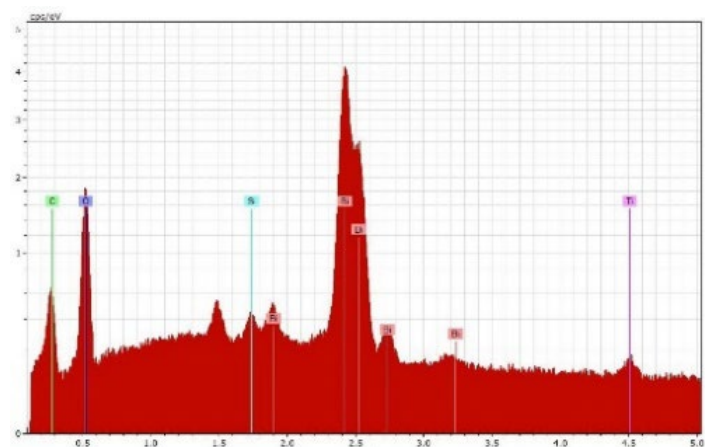


Рис. 2. EDX-спектр рентгеновского энергодисперсионного микроанализа

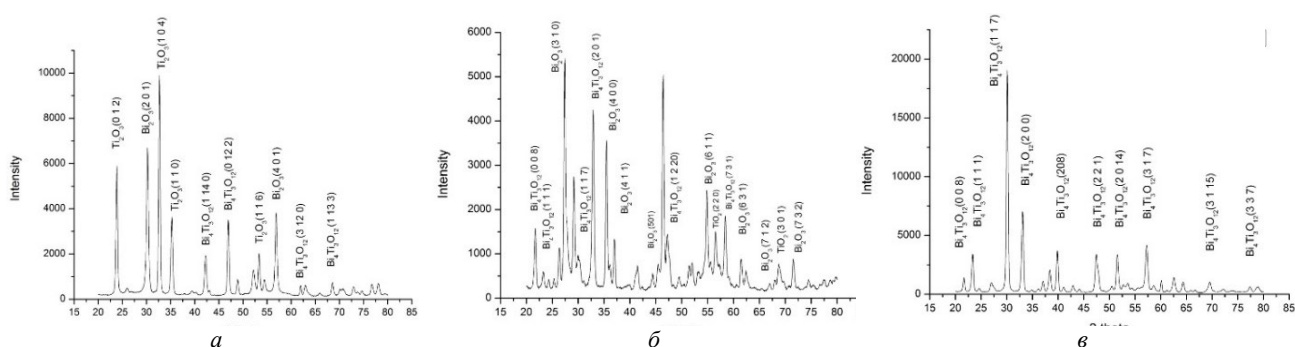


Рис. 3. XRD дифрактограммы композитных пленок $\text{TiO}_2/\text{Bi}_2\text{O}_3$, отожженных при 300 °C (а), 500 °C (б) и 700 °C (в)

Согласно данным рентгенофазового анализа установлено, что композитные пленки, отожженные при $T = 300$ °C, являются многофазными с содержанием фаз Ti_2O_3 , Bi_2O_3 и $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$, (рис. 3, а). После отжига при $T = 500$ °C в пленке протекает ряд фазовых превращений, в прежней стехиометрической смеси появляется фаза TiO_2 и увеличивается количество рентгеновских рефлексов соединения $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (рис. 3, б), а повышение интенсивности пика $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ свидетельствует об увеличении концентрации данной фазы в пленке. Однофазный титанат висмута образуется уже при $T = 700$ °C — наблюдаются рефлексы только $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$. Титанат висмута обладает орторомбической кристаллической системой с линейными параметрами $a = 5.4100$ Å, $b = 5.4480$ Å и $c = 32.8400$ Å [3]. Пространственная группа кристалла определена как Fmmm. Расчетная плотность полученного $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ составила 8.039 г/см³.

Фотокаталитическая активность наноструктурированного титаната висмута оценивалась по степени разложения азокрасителя ультрафиолетом, которая достигала 50%. Исследования газочувствительных свойств нанокompозита $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ показали, что для концентраций 1 ppm и 10 ppm CO чувствительность

составляла 0,16 и 0,45, а для концентраций H_2 5 и 40 ppm при 250 °C — 0,22 и 0,40, соответственно. Малый размер частиц и большая площадь поверхности приводят к высокой скорости реакции и, таким образом, улучшают фотокаталитическую активность и газовую чувствительность наноразмерных пластинок $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке ГПНИ РБ на 2021–2025 г. «Материаловедение, новые материалы и технологии» (задание № 1.14 и задание № 2.19).

Литература

1. T. Jardiel, A. Caballero, M. Villegas // Journal of the Ceramic Society of Japan, **116**, 1352, 511–518 (2008).
2. M. Maček Kržmanc, N. Daneu, A. Čontala *et al.* // ACS Applied Materials & Interfaces, **13**, 1, 370–381. (2020).
3. B. Aurivillius // Ark. Kemi, **1**, 499–512 (1949).

Квантовые осцилляции магнетосопротивления в квантовых ямах HgTe с инвертированным зонным спектром

С. В. Гудина^{1,*}, А. С. Боголюбский¹, В. Н. Неверов¹, К. В. Туруткин¹,
Н. Г. Шелушина¹, М. В. Якунин¹, С. А. Дворецкий², Н. Н. Михайлов²

¹ Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург

² Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО Российской академии наук, Новосибирск

*svporova@imp.uran.ru

Обсуждаются эффекты, наблюдающиеся в режиме осцилляций Шубникова — де Гааза в гетероструктуре HgCdTe/HgTe/HgCdTe с широкой (20.3 нм) квантовой ямой HgTe с инвертированной зонной структурой. В топологически тривиальной 2D-системе обнаружен сдвиг на π -фазы магнетоосцилляций. Представлены экспериментальное исследование и теоретический анализ данных для понимания физических причин этого аномального фазового сдвига. Показано, что эффективная масса носителей заряда в широких квантовых ямах HgTe с инвертированным спектром, определенная из области магнитных полей, где вырождение по спину снято, хорошо согласуется как с предсказаниями теории, так и с экспериментальными результатами, полученными из анализа активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла, но почти в два раза превосходит таковую, определяемую из анализа спин-вырожденных осцилляций Шубникова — де Гааза. Обсуждаются причины такого расхождения.

При изменении ширины одиночные квантовые ямы (КЯ) HgTe между барьерами, образованными CdTe (или HgCdTe с большой запрещенной щелью), могут быть реализованы в двух существенно различных вариантах энергетической структуры. Для квантовых ям, малой ширины открытая щель формируется между подзоной электрон-подобных легких частиц (E1) симметрии Γ_6 и подзоной тяжелых дырок (H1) симметрии Γ_8 , что соответствует нормальному (тривиальному) порядку зон. С увеличением ширины КЯ подзона E1 опускается ниже подзоны тяжелых дырок и приобретает дырочный характер, в то время как подзона H1 становится электронной. Такие квантовые ямы обладают инверсной зонной структурой.

Последнее обстоятельство приводит к множеству необычных следствий. В частности, состояния *s*- и *p*-типа пересекаются при критическом значении толщины d_c без антипересечения, и энергетическая щель при $d = d_c$ исчезает, наблюдается дираковский закон дисперсии. Показано, что инверсия зон как функция увеличения d соответствует квантовому фазовому переходу между состояниями тривиального изолятора и квантового спинового холловского изолятора (2D топологический изолятор (ТИ)). Таким образом, в квантовых ямах HgTe/(CdHg)Te было продемонстрировано существование в одном материале существенно различных по топологии фаз.

В топологически нетривиальных системах, реализующихся на основе состояний, описывающихся дираковским законом дисперсии (монослойный графен, бесщелевая КЯ HgTe, краевые двумерные состояния ТИ и т. д.), наблюдается так называемая фаза Берри, фазовый сдвиг на π магнитных осцилляций или смещение положений квантовых холловских плато, дополнительная фаза, приобретаемая безмассовыми дираковскими фермионами при движении по циклотронной орбите из-за вырождения в точке Дирака.

В широких квантовых ямах HgTe/Cd(Hg)Te $d \geq 18$ нм с инвертированной структурой энергетических зон существует новая двумерная электронная система — двумерный полуметалл. Для инвертированного энергетического спектра квантовой ямы HgTe первая подзона размерного квантования тяжелых дырок H1 становится нижней подзоной проводи-

мости. Таким образом, подуровень H1 принадлежит ветви тяжелых дырок зоны Γ_8 с *z*-компонентой полного импульса $J_z = \pm 3/2$, но теория предсказывает для нее электрон-подобную эффективную массу.

Представлены результаты измерений продольного и холловского магнетосопротивления в режиме осцилляций Шубникова — де Гааза в магнитных полях B до 2.5 Тл при температурах $T = (2.2-10)$ К для гетероструктур HgCdTe/HgTe/HgCdTe с широкой (20.3 нм) квантовой ямой HgTe. Отмечена важная особенность в области двукратно вырожденных пиков $\rho_{xx}(B)$: пики $\rho_{xx}(B)$ наблюдаются для четных факторов заполнения ν , а минимумы соответствуют нечетным значениям ν , т. е. обнаружен фазовый сдвиг на π фазы осцилляций магнетосопротивления в области спин-вырожденных пиков.

На основании анализа энергетического спектра КЯ теллурида ртути в рамках гамильтониана Латтинжера показано, что с учетом конкретных значений параметров Латтинжера для HgTe вблизи дна зоны Γ_8 для малых $k_{||}$ зеemanовское расщепление больше орбитального. В частности, именно этим фактом объясняется необычное поведение наинизшего уровня Ландау (УЛ) подзоны H1, содержащего чистые состояния тяжелых дырок, которые не смешиваются с состояниями легких частиц. Тот факт, что для электронов размерно-квантованной подзоны H1 спиновое расщепление уровней Ландау оказывается больше циклотронной энергии, приводит к наличию в схеме уровней Ландау невырожденного по спину уровня при $N = 0$, и, как следствие, к сдвигу на π фазы магнетоосцилляций, что аналогично ситуации в монослойном графене [1]

Значение эффективной массы электронов $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$, полученное из области двукратно вырожденных пиков магнетосопротивления, примерно вдвое меньше теоретических оценок. В области более сильных магнитных полей для невырожденных пиков магнетосопротивления имеем $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.003)$, что хорошо согласуется как с предсказаниями теории, так и с экспериментальными результатами, полученными из анализа активационной проводимости в режиме квантового эффекта Холла [2].

Теоретические значения параметров носителей заряда в нижней части 2D подзоны H1 для КЯ HgTe таковы: $g = |63.0|$ и $m_c/m_0 = 0.047$ [3]. Экспериментальные оценки g и m_c/m_0 из активационного анализа в сильных магнитных полях могут отличаться от этих значений из-за смешанной природы подзон тяжелых дырок при конечном $k_{||}$, что приводит к выраженной нелинейности зависимости УЛ от B в режиме инвертированной зонной структуры. Отмечено, что такое большое значение g -фактора для квантовой ямы HgTe с инвертированной зонной структурой связано с p -симметрией состояний в размерно-квантованной подзоне H1 с полным угловым моментом $J = 3/2$ и z -проекциями «квазиспина» $J_z = \pm 3/2$, в отличие от стандартной ситуации с $S_z = \pm 1/2$. Перенормировка g -фактора относительно его значения на дне зоны $g = 6k$ связана с магнито-индуцированным смешением состояний тяжелых дырок с состояниями легких дырок.

В работе [4] исследован энергетический спектр зоны проводимости в квантовых ямах HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te с шириной КЯ $d = (4.6-20.2)$ нм в широком диапазоне концентрации электронов. Показано, что эффективная масса, полученная из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ, для структур с $d < d_c$ близка к расчетным значениям во всем диапазоне концентраций электронов. Однако с увеличением ширины КЯ, при $d > (7-8)$ нм, экспериментально полученные значения m_c/m_0 становятся заметно меньше расчетных, и при $d \sim 18$ нм отношение

расчетных и экспериментальных масс достигает двух, что мы также наблюдаем в слабом магнитном поле. Наблюдаемое поведение эффективной массы электрона авторы [4] связывают с перенормировкой спектра из-за электрон-электронного взаимодействия.

Мы полагаем, что из-за специфики инвертированного энергетического спектра подзоны H1 «правильное» значение эффективной массы может быть получено только в достаточно сильных магнитных полях, когда полностью снято перекрытие близлежащих уровней Ландау с разными номерами и противоположно направленными спинами.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (тема «Электрон»).

Литература

1. A. Yu. Kuntsevich, A. V. Shupletsov, G. M. Minkov // *Phys. Rev. B* **97**, 195431 (2018).
2. S. V. Gudina, V. N. Neverov, E. V. Ilchenko, *et al.* // *Semiconductors* **52**, 12 (2018).
3. Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, *et al.* // *Phys. Rev. B* **8**, 3875 (1973).
4. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, *et al.* // *Physica E* **116**, 113742 (2020).

Плазмохимическое атомно-слоевое осаждение слоев и многослойных наноструктур GaP/InP на кремнии

А. С. Гудовских^{1,*}, А. В. Уваров¹, А. И. Баранов¹, Е. А. Вячеславова¹,
А. А. Максимова¹, Д. А. Кириленко²

¹ Алферовский университет РАН, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021

² ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

*gudovskikh@gmail.com

Впервые с помощью метода атомно-слоевого плазмохимического осаждения были выращены слои InP и цифровые твердые растворы InP/GaP. Продемонстрирована принципиальная возможность прецизионного контроля состава твердых растворов GaInP, а также возможность вариации оптической ширины запрещенной зоны в широком диапазоне 1.3–2 эВ.

Введение

Интеграция соединений A^3B^5 с Si дает возможность создавать новые оптоэлектронные устройства, такие как светоизлучающие диоды, оптические интегральные схемы и многослойные солнечные элементы. GaP широко используется в качестве зародышевого слоя из-за наименьшего рассогласования параметров кристаллических решеток с Si среди всех бинарных соединений A^3B^5 . Однако GaP является непрямозонным полупроводником, что сильно ограничивает его применение в качестве активных слоев оптоэлектронных приборов. В то же время сочетание непрямозонного GaP с квантовыми ямами InP, выращенными на кремниевой подложке, открывает новый путь для развития оптоэлектронных устройств [1]. Использование последовательности слоев в виде цифровых растворов GaP/InP обеспечивает точный контроль эффективной ширины запрещенной зоны.

Особенностью данной работы является то, что в качестве метода синтеза используется низкотемпературное плазмохимическое атомно-слоевое осаждение (PE-ALD), обеспечивающее потенциальную возможность широкомасштабного производства. Ранее было показано, что данная методика позволяет осуществить эпитаксиальный рост тонких (20 нм) слоев GaP на кремнии [2].

Методика эксперимента

Метод плазмохимического атомно-слоевого осаждения был реализован на основе установки Oxford Plsmlab 100 PECVD. В качестве источника In и Ga использовались триметиллиндий (TMI) и триметилгаллий (TMG), соответственно, а в качестве источника фосфора — фосфин (PH_3). Рост осуществлялся при температуре 380 °C на подложках Si и кварца. Разложение TMI и TMG происходило за счет температуры, а разложение фосфина за счет ВЧ-плазмы мощностью 200 Вт.

Толщины и морфология слоев исследовались с помощью растровой электронной микроскопии (SEM). Состав слоев определялся с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). Структурные свойства с помощью рентгеновской дифрактометрии (XRD) и просвечивающей электронной микроскопии (TEM), а также спектроскопии комбинационного рассеяния. Оптические свойства

исследовались, используя результаты измерения спектров пропускания и отражения.

Результаты и обсуждение

Скорость роста слоев InP составляла 0.17 нм/цикл, что соответствует росту 0.7 монослоя за один цикл. Состав слоев InP согласно EDX близок к стехиометрическому в пределах погрешности измерений. Согласно исследованиям с помощью электронной микроскопии, слои имеют микрокристаллическую структуру. Согласно данным XRD, слои InP, выращенные на Si-подложке, имеют преимущественную ориентацию в направлении (100). На спектрах комбинационного рассеяния, представленных на рис. 1, четко различим пик LO на 341.9 см^{-1} , характерный для кристаллического InP. Другой характерный для InP пик L — на 303.7 см^{-1} сливается с откликом от Si-подложки на 303.44 см^{-1} , что значительно затрудняет его идентификацию.

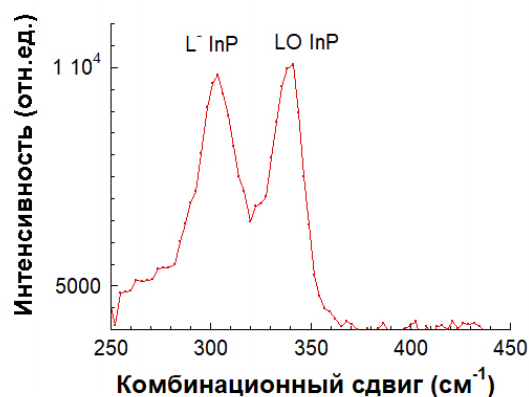


Рис. 1. Спектр комбинационного рассеяния слоя InP на подложке Si

Исследования по интеграции роста слоев бинарных соединений InP и GaP в одном процессе атомно-слоевого плазмохимического осаждения продемонстрировали принципиальную возможность прецизионного контроля состава твердых растворов GaInP, подтвержденную результатами измерений энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Для цифровых твердых растворов InP/GaP характерно сливание LO-пику InP (341.9 см^{-1}) и GaP (365 см^{-1}) на спектрах комбинационного рассеяния, приведенных на рис. 2. Причем с ростом концентрации GaP наблюда-

ется расширение отклика от слоя за счет сдвига края в сторону ТО-пика GaP (402 см^{-1}).

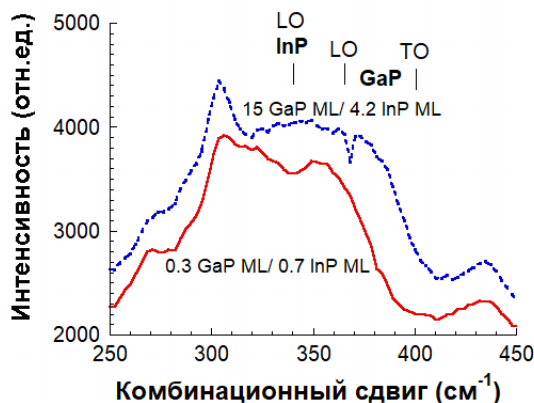


Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния слоя InP на подложке Si

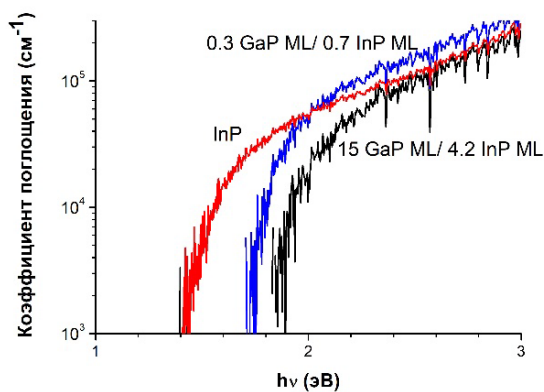


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента поглощения для слоев InP и твердых растворов InP/GaP

Исследования с помощью электронной микроскопии показали, что твердые растворы InP/GaP сохранили микрокристаллический характер. Исследования с помощью измерения пропускания и отражения оптических свойств слоев цифровых твердых растворов InP/GaP, осажденных на прозрачные подложки, продемонстрировали возможность вариации оптической ширины запрещенной зоны в широком диапазоне 1.3–2 эВ (рис. 3).

Заключение

Впервые были выращены слои InP и цифровые твердые растворы InP/GaP с помощью метода атомно-слоевого плазмохимического осаждения на Si-подложках. Исследования с помощью рентгенодифракционного анализа и электронной микроскопии показали, что пленки имеют микрокристаллическую структуру с преимущественной ориентацией. Исследования с помощью измерения пропускания и отражения оптических свойств слоев цифровых твердых растворов InP/GaP, осажденных на прозрачные подложки, продемонстрировали возможность вариации оптической ширины запрещенной зоны в широком диапазоне 1.3–2 эВ.

Финансирование

Работа проведена при частичном финансировании Министерства науки и высшего образования в рамках Государственного задания (проект 0791-2023-0007).

Литература

1. F. Hatami, W. T. Masselink, J. S. Harris // *Nanotechnology* **17**, 3703 (2006).
2. A. S. Gudovskikh, A. V. Uvarov, I. A. Morozov, et al. // *Phys. Status Solidi A* 1800617 (2018).

Мощные лазеры на основе гетероструктур различных систем материалов: конструкция и технология

Н. В. Гультиков^{1,*}, Л. И. Шестак², В. А. Панарин², М. Ю. Старынин², А. А. Мармалюк¹, М. А. Ладугин¹

¹ООО «Сигм плюс», ул. Введенского, 3, Москва, 117342

²ООО «НПП «Инжект», ул. Элмашевская, 3а, Саратов, 410033

*nikita.gultickov@yandex.ru

В настоящей работе представлен цикл теоретических и экспериментальных исследований, направленных на выбор оптимальной конструкции и получение высококачественных гетероструктур AlGaAs/GaAs, InGaAs/AlGaAs, InGaAsP/GaInP и GaAsP/GaInP для мощных и надежных лазеров спектрального диапазона 750–1000 нм. Проведены оценка и сравнение энергетических, теплофизических, структурных, электронных и оптических свойств указанных систем материалов A³B⁵.

Введение

Разработка и создание лазерных диодов (ЛД) и линеек лазерных диодов (ЛЛД) повышенной оптической мощности, работающих в спектральном диапазоне от 750 до 1000 нм, являются одними из сложнейших конструктивно-технологических задач, так как требуют изготовления структурно совершенных эпитаксиальных низкоразмерных гетероструктур (ГС), обладающих улучшенными излучательными и электрофизическими свойствами.

Традиционно используемые при создании мощных лазеров ГС на основе системы материалов AlGaAs/GaAs без применения специальных технологических операций по изготовлению активных элементов и обработки поверхности выходных зеркальных граней кристалла могут быть подвержены быстрой деградации приборных характеристик ввиду наличия вредных примесных атомов как на поверхности сколотой грани, так и в глубине полупроводника. Поэтому в ряде случаев наиболее эффективным способом повышения мощности может являться использование ГС на основе системы материалов InGaAs(P)/GaInP, обладающих меньшей концентрацией безызлучательных центров и более низкой скоростью поверхностной рекомбинации по сравнению с вышеупомянутой системой.

В настоящей работе представлены исследования, целью которых являлось нахождение оптимальной конструкции и получение высококачественных ГС AlGaAs/GaAs, InGaAs/AlGaAs, InGaAsP/GaInP и GaAsP/GaInP для мощных и надежных лазеров, работающих в ближнем ИК-диапазоне.

Эпитаксиальные гетероструктуры

Различные типы конструкций полупроводниковых ГС были получены в условиях МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении при температуре 620–750 °С на подложках GaAs (100), разориентированных на 0–10 град. в направлении (111). Экспериментальные образцы изучались при помощи рентгеновской дифрактометрии, сканирующей электронной микроскопии, фольт-фарадных измерений, фото- и электролюминесценции.

Результаты и обсуждение

Проведена обширная оценка и сравнение энергетических, теплофизических, структурных, электрон-

ных и оптических свойств вышеуказанных систем материалов A³B⁵ и показано, что правильный выбор системы материалов активной области (и в ряде случаев волноводных слоев) дает возможность снизить пороговый ток, электрическое и тепловое сопротивление, увеличить мощность и срок службы лазеров.

Непрерывные линейки лазерных диодов (760–780 нм)

Для данного спектрального диапазона лучшим выбором стали ЛЛД на основе ГС GaAsP/GaInP. Представлены особенности получения указанных ГС в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Выходные характеристики для ЛЛД длиной 10 мм и резонатором 1.5 мм представлены на рис. 1. Температура теплоотвода поддерживалась 25 °С. Ресурс работы составлял больше 1000 часов.

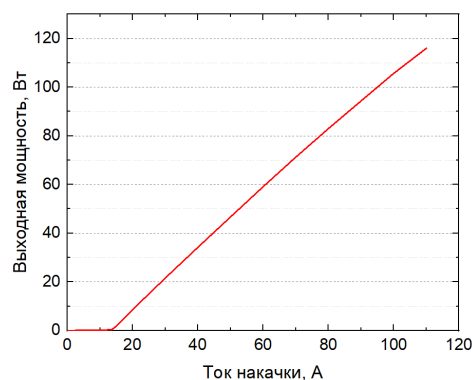


Рис. 1. Ватт-амперная характеристика непрерывных ЛЛД спектрального диапазона 760–780 нм

Квазинепрерывные линейки лазерных диодов (800–820 нм)

Исследовались ЛЛД длиной 5 мм и 10 мм на основе GaAsP/GaInP (Al-free) ГС и (Al)GaAs/AlGaAs (Al-содержащая) с различными квантовыми ямами. Выявлены различные преимущества и недостатки указанных систем материалов. На рис. 2 показано сравнение ватт-амперных характеристик 10 мм Al-содержащей и Al-free ЛЛД. Выходная мощность Al-содержащей ЛЛД была ограничена катастрофической деградацией при 230 Вт, а выходная мощность Al-free линейки продолжала расти и насыщается при 380 Вт без деградации активного элемента.

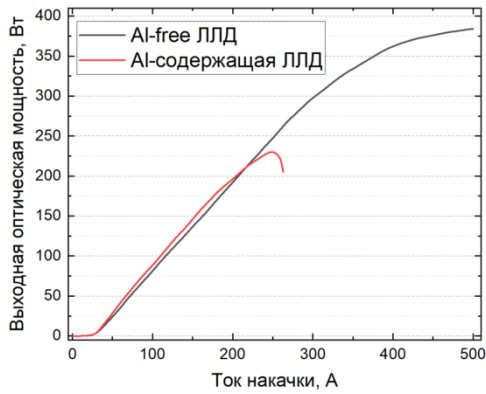


Рис. 2. Ватт-амперные характеристики ЛЛД спектрального диапазона 800–820 нм, частота повторения импульсов 10 Гц, длительность импульса тока — 200 мкс, температура теплоотвода — 25 °С

Непрерывные линейки лазерных диодов (850–860 нм)

Изготовлены и исследованы ЛЛД спектрального диапазона 850–860 нм. Длина ЛЛД составляла 5 мм, длина резонатора — 1 мм. Выходные характеристики ЛЛД представлены на рис. 3. Температура теплоотвода поддерживалась 25 °С. Ресурс работы составлял больше 1000 часов.

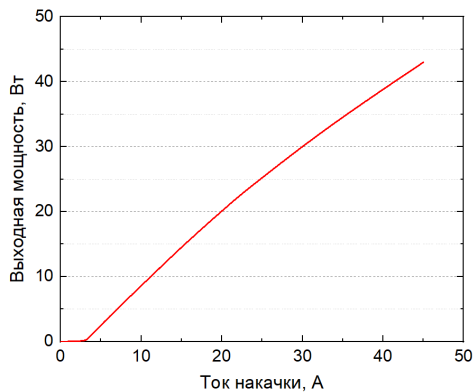


Рис. 3. Ватт-амперная характеристика непрерывных ЛЛД спектрального диапазона 850–860 нм

Непрерывные лазерные диоды (960–980 нм)

Представлены сравнительные данные, демонстрирующие, что для данного спектрального диапазона лучшим выбором стали ЛЛД на основе ГС (In)GaAs/AlGaAs. При этом с целью повышения предельной мощности и КПД детально были изучены три конструкции ГС. Первая ГС имела асимметричный расширенный волновод с мольной долей AlAs $x_w = 0.3$, вторая — $x_w = 0.15$, и третья — $x_w = 0.1$. Изготовленные ЛД имели ширину полоска 100 мкм. Длина резонатора варьировалась от 3 до 4 мм. Зависимость КПД от тока накачки представлена на рис. 4. Показано, что повышение излучательной эффективности полупроводниковых лазеров стало возможным благодаря снижению последовательного сопротивления ГС.

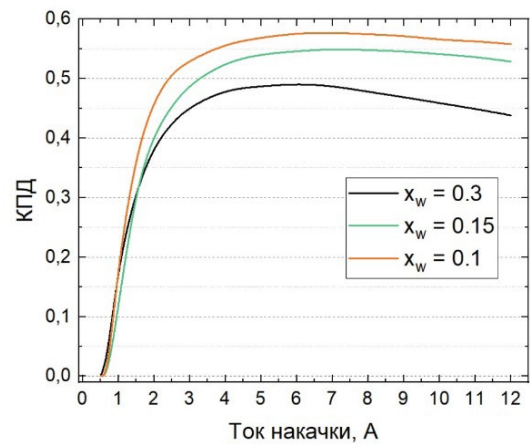


Рис. 4. Зависимость коэффициента полезного действия от тока накачки для лазерных диодов спектрального диапазона 960–980 нм

Финансирование

Данная работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых-докторов наук МД-3928.2022.1.2.

Исследование углеродных наноструктур, выращенных импульсным лазерным методом

Ю. А. Данилов^{1,*}, А. В. Алафердов¹, О. В. Вихрова¹, Ю. А. Дудин¹,
А. В. Здоровейцев¹, Р. Н. Крюков¹, В. П. Лесников¹, А. В. Нежданов¹,
А. Е. Парафин², Е. А. Питиримова¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603022

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

* danilov@nifti.unn.ru

Экспериментально исследованы углеродные слои, полученные при импульсном лазерном распылении пирографита в вакууме. Слои на подложке GaAs представляют собой пленки нанокристаллического графита. Изучено модифицирование C-слоев методами ионной имплантации и отжига. Показано, что лазерный и термический отжиги сэндвич-структур C/Ni приводят к увеличению размеров кристаллитов и снижению до трех слоев графена в зернах.

Введение

Углеродные пленки и, в частности, графеновые слои перспективны для развития т. н. углеродной наноэлектроники, которая может в ряде приложений дополнить или заменить традиционную полупроводниковую электронику. Поэтому разработка методов формирования и направленного изменения углеродных слоев представляет несомненный интерес. Метод импульсного лазерного нанесения (ИЛН) применим для нанесения непосредственно на поверхность полупроводника углеродных слоев различных типов, в том числе, алмазоподобных пленок (при низких температурах выращивания) и пленок многослойного графена (при температурах процесса выше 400 °С).

В данной работе углеродные слои формировались лазерным распылением пирографита в вакууме.

Методика эксперимента

В качестве подложек использованы пластины i-GaAs(100) и в ряде случаев^o — структуры SiO₂/Si. Излучение АИГ:Nd лазера (длина волны 532 нм, длительность импульса 10 нс, энергия импульса 250 мДж, частота повторения 10 Гц) через кварцевое окно вводилось в вакуумную камеру из нержавеющей стали и падало на вращающуюся мишень из пирографита. Подложки располагались на расстоянии около 5–7 см от распыляемой мишени. Температура подложки составляла обычно 500 °С, скорость выращивания = 0.2 нм/с.

При исследовании структуры и свойств выращенных углеродных слоев применялись следующие методы: комбинационное рассеяние света (установка NTEGRA SPECTRA при комнатной температуре в геометрии обратного рассеяния с использованием лазера с длиной волны 473 нм), рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (сверхвысоковакуумный комплекс Omicron Multiprobe RM, AlK α -излучение; для определения соотношения концентраций углерода с sp²- и sp³-гибридизацией производилась запись фотоэлектронной линии C 1s с шагом 0.2 эВ по энергии), электронография на отражение (электронограф ЭР-102, ускоряющее напряжение 50 кВ), измерения эффекта Холла (установка Nanometrics HL5500).

Для модифицирования углеродных слоев использованы следующие виды постростового модифицирования: ионная имплантация (применима как для леги-

рования, так и для контролируемого введения радиационных дефектов); быстрый термический отжиг в потоке аргона и импульсный лазерный отжиг (эксимерный KrF лазер с длиной волны 248 нм, длительностью импульса 30 нс и плотностью энергии импульса E до 400 мДж/см²).

Результаты и обсуждение

Для полученного исходного C-слоя на GaAs в спектре КРС хорошо разделяются пики G (линия, характерная для всех графитоподобных материалов с sp²-гибридизацией атомов углерода) при 1602 см⁻¹ и D (линия, связанная с разупорядочением в графеновой плоскости) при 1373 см⁻¹. Обнаруживаются также менее интенсивные линия 2D (2730 см⁻¹), являющаяся обертоном линии D, и линия D+D' (2960 см⁻¹), характерная для углеродных слоев. Оценка по известной методике [1] показала, что согласно КРС нанесенные C-слои представляют собой нанокристаллический графит (4–5-слойный графен с размером зерен L_a порядка 3 нм).

В ходе РФЭС анализа линии C1s было определено, что основная часть углерода находилась в элементном состоянии. Помимо этого в системе на следовом уровне было отмечено присутствие химических связей углерода с кислородом O=C и O–C=O. Суммарная концентрация такого углерода составила менее 4 ат.%. Вероятно, это вызвано адсорбцией атомов O на поверхности нанослоев при хранении образцов на воздухе. Других примесей выше предела чувствительности не было обнаружено. Результаты исследования спектров свидетельствуют, что в межатомных связях преобладает sp²-гибридизированный углерод (не менее 80%).

Показано, что имплантация ионов приводит к аморфизации C-слоев при пороговой дозе D_a , зависящей от массы ионов (D_a увеличивается от 10¹⁴ см⁻² для S⁺ до 10¹⁵ см⁻² для ионов N⁺), и к увеличению слоевого электрического сопротивления (R_s) с ростом дозы. Термический отжиг показывает тенденцию монотонного уменьшения R_s с ростом температуры отжига выше 550 °С.

Импульсный лазерный отжиг структур C/GaAs обнаруживает ряд особенностей: если при значениях $E = 100$ мДж/см² сопротивление слоев уменьшается по сравнению с исходным значением, то резкое

увеличение R_S на несколько порядков величины наблюдается уже при 200 мДж/см^2 . Электронографическое исследование после такого воздействия регистрирует рефлексы от монокристаллического GaAs, что явно указывает на десорбцию углерода с поверхности вследствие сильного нагрева полупроводника из-за интенсивного поглощения энергии излучения подложкой GaAs, а не C-слоем.

Метод импульсного лазерного распыления позволяет в одном технологическом цикле без вскрытия вакуумной камеры проводить процессы нанесения как углеродных слоев, так и металлов, которые могут в ряде случаев служить катализаторами формирования графена. Исследованная сэндвич-структура содержала слой Ni, нанесенный на SiO_2 при 500°C в течение 60 с, который далее был покрыт C-слоем, выращенным при той же температуре в течение 360 с (оцениваемая толщина C-слоя составляла 68 нм). Затем сэндвич-структура была отожжена импульсом эксимерного лазера при энергии 340 мДж/см^2 . Спектр КРС отожженной сэндвич-структуры C/Ni показан на рис. 1. Для сравнения на рисунке приведен также спектр КРС для структуры, не содержащей слоя Ni.

Вид спектра КРС отожженной структуры с C-слоем и подслоем Ni содержит особенности, указывающие на формирование малослойного графена (узкий и довольно высокий пик 2D, узкий и высокий по сравнению с D пик G). Расчеты по методике [1] дают значения числа слоев графена менее или порядка 4, а размер области когерентности (размер зерна) = 15 нм. К аналогичным результатам (уменьшение числа слоев до 3 и увеличение L_a до 12 нм) приводит и термический отжиг структуры C/Ni/ SiO_2 при 900°C в течение 7 мин при медленном (30 град/мин) охлаждении.

Очевидно, что использование Ni катализатора способствует увеличению пика 2D и его сужению, а также уменьшает отношение интенсивностей пиков D и G, что свидетельствует об уменьшении разупорядочения в углеродном слое.

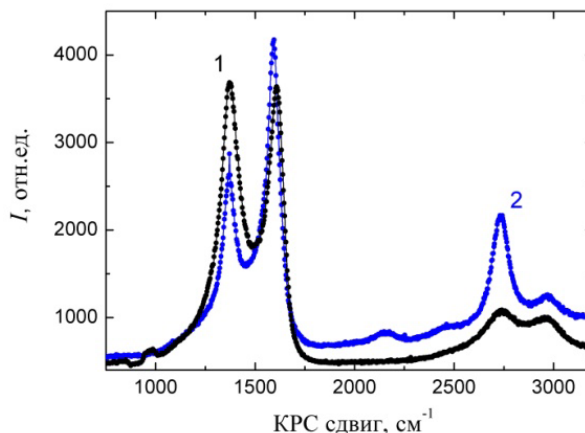


Рис. 1. Спектры КРС для образцов после отжига импульсом эксимерного КгF-лазера. Кривая 1 — образец содержит только C-слой, кривая 2 — на SiO_2 предварительно нанесен слой Ni

Финансирование

Работа выполнена по Программе стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (проект ННГУ им. Н. И. Лобачевского № 480-99).

Литература

1. A. C. Ferrari // Solid State Communications. **143**, 47 (2007).

Терагерцовые излучатели с активной областью на основе сверхмногопериодных решеток AlGaAs/GaAs

А. С. Дашков^{1,2,*}, Л. Г. Герчиков^{1,3}, Л. И. Горай^{1,2,4,5}, Н. А. Костромин^{2,3},
А. Д. Буравлёв^{2,4,5}

¹ Алферовский университет, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021

² СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф., Санкт-Петербург, 197022

³ ФГАОУ ВО «СПбПУ», ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

⁴ ИАП РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А., Санкт-Петербург, 198095

⁵ АНО ВО «Университет при МПА ЕвразЭС», ул. Смоляčkова, 14, к. 1, лит. Б, Санкт-Петербург, 199106

* dashkov.alexander.om@gmail.com

В работе предложен новый дизайн активной области ТГц-источника излучения на основе сверхмногопериодных решеток AlGaAs/GaAs. Для предложенного дизайна рассчитаны основные приборные характеристики, а также проведено экспериментальное изучение свойств образцов предложенных сверхрешеток.

Введение

Терагерцовый диапазон частот имеет множество применений в различных сферах науки и техники: от исследований биологических объектов в медицинской диагностике [1] до создания широкополосных каналов связи для передачи информации на высокой скорости [2]. В связи с этим создание эффективных перестраиваемых терагерцовых (ТГц) источников излучения, работающих при комнатной температуре, является актуальной научной задачей [3]. Вместо распространенной конструкции активной области, основанной на квантовых каскадах, авторы предлагают конструкции излучателей на основе сверхмногопериодных решеток AlGaAs/GaAs [4].

Дизайн активной области

В случае сверхрешеток излучение является результатом межподзонных электронных переходов между уровнями лестниц Ванье — Штарка через несколько периодов решетки при приложении напряжения. Усиление излучения происходит благодаря большому числу периодов (сто и более). При этом частота такого перехода контролируется с помощью величины приложенного напряжения, а наличие набора переходов через разное количество периодов позволяют перестраивать частоту излучения в широком диапазоне.

В данной работе параметры сверхрешеток были подобраны так, чтобы выполнялось сразу несколько требований: в квантовой яме образуется не более двух энергетических уровней, энергетический зазор между ними превышает энергию излучения; энергия электронного перехода через несколько периодов соответствует ТГц диапазону; в структуре имеется набор таких ТГц переходов, позволяющий производить перестройку частоты излучения; положение уровней в яме выбрано так, чтобы уменьшить вероятность электронных переходов внутри ямы.

В результате были предложены структуры состава $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{GaAs}$ с толщиной квантовой ямы 10 нм, толщиной барьера 1.5 нм с 200 периодами.

Методы расчета

Для предложенных конструкций с помощью аналитических моделей и методов численного моделирования рассчитаны энергии переходов, спектры уси-

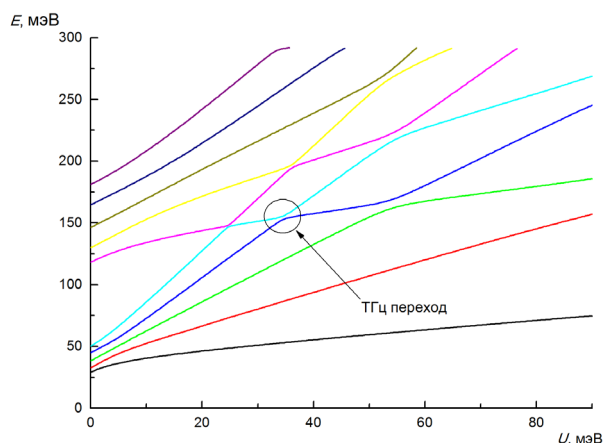


Рис. 1. Зависимость положения энергетических E электронных уровней от приложенного напряжения U на один период сверхрешетки

ления, вольт-амперные характеристики, оценены потери излучения в волноводе (рис. 1 и 2). В частности, энергетический спектр структур был получен с помощью численного решения стационарного уравнения Шрёдингера методом матриц переноса в приближении эффективной массы [5]. Спектр усиления и уровень потерь определялся с помощью самосогласованного метода Монте-Карло [6] и численного решения уравнения Гельмгольца для нескольких структур волновода [7] соответственно. Кроме того, в рамках данной работы была рассчитана вольт-амперная характеристика для проверки гипотезы отсутствия областей отрицательной дифференциальной проводимости.

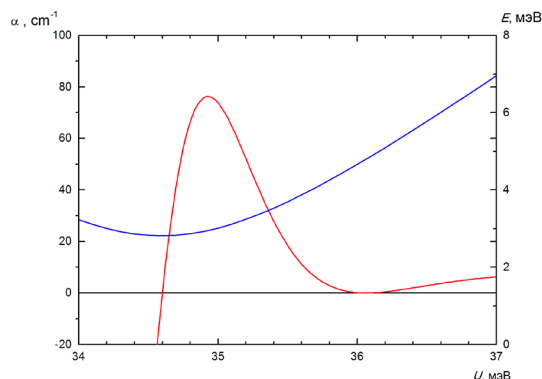


Рис. 2. Рассчитанный спектр усиления для предложенного дизайна активной области

Экспериментальные образцы

Для рассчитанных конструкций с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии были выращены экспериментальные образцы. Ранее для аналогичных структур проводились исследования структурного совершенства слоев с помощью методов рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии. Результаты этих исследований показали, что выращенные структуры обладали высоким структурным совершенством, а отклонение толщин слоев было незначительным. Для рассматриваемых структур были получены спектры фотолюминесценции и фотоотражения, по которым авторы оценили положение энергетических электронных уровней сверхрешетки. Также были получены и проанализированы вольт-амперные характеристики для одной из предложенных структур: на характеристиках наблюдался набор осцилляций. Авторы приводят возможные причины данных осцилляций, связанные с особенностями электронного транспорта в структуре.

Заключение

Таким образом, в докладе предложен новый дизайн активной области на основе сверхрешеток AlGaAs/GaAs. Для представленного дизайна были проведены численные эксперименты по моделированию спектров усиления, вольт-амперных характеристик, оценены потери излучения в волноводе. По заданному дизайну с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии были выращены экспериментальные образцы, которые были исследованы мето-

дами фотоотражения и фотолюминесценции. Также получены и проанализированы вольт-амперные характеристики. В результате проведенных исследований предложена наилучшая, по мнению авторов, конструкция излучателя; приведены критерии создания аналогичных излучателей.

Финансирование

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (госзадание «молодежная лаборатория», А. Д. Буравлев, № 075-01438-22-06, FSEE-2022-0018) и Российским фондом фундаментальных исследований (№ 19-29-12053).

Литература

1. M. O. Mattsson, M. Simkó // *Med. Devices (Auckl.)* **12**, 347 (2019).
2. K. Tekbiyik, A. R. Ekti, G. K. Kurt *et al.* // *Phys. Commun.* **35**, 100700 (2019).
3. A. Khalatpour, A. K. Paulsen, C. Deimert *et al.* // *Nat. Photon.* **15**, 16 (2021).
4. A. Andronov, A. V. Ikonnikov, K. V. Maremianin *et al.* // *Semicond.* **52**, 431 (2018).
5. S. Dashkov, L. I. Goray // *J. Phys.: Conf. Ser.* **1410**, 012085 (2019).
6. S. Dashkov, L. I. Goray // *Semicond.* **54**, 1823 (2020).
7. S. Williams // *Nat. Photonics.* **1**, 517 (2007).

Фотодетектор на основе гексагонально-упакованных нитевидных нанокристаллов InAs(P)

Л. Н. Дворецкая^{1,*}, А. М. Можаров¹, А. В. Павлов^{1,2}, И. С. Мухин^{1,2}

¹ Академический университет им. Ж. И. Алфёрова РАН, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021

² ВИФШ, Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

* liliyabutler@gmail.com

В данной работе представлены результаты численного моделирования фотодиодов на основе нитевидных нанокристаллов (ННК) InAs и сплавы ННК InAs_{0,7}P_{0,3} и InAs_{0,53}P_{0,47}, работающих в ближнем ИК спектральном диапазоне. Длины волн, для которых производился расчет, составляли 1,3 и 1,55 мкм, что входит в перечень стандартных длин волн работы волоконных линий связи, а также 2,5 мкм, что соответствует SWIR-диапазону. ННК обладают уникальными оптическими свойствами в микро- и наномасштабе, что открывает перспективу их применения в том числе в нанофотонике. Численно показано, что фотодиод на основе массива ННК имеет более низкие тепловые токи по сравнению с пленками с той же эффективной толщиной из-за меньшего объема материала.

Введение

Инфракрасное (ИК) излучение занимает спектральный диапазон между видимым излучением и субмиллиметровыми волнами. Внутри данного диапазона отдельно выделяют коротковолновый ИК-диапазон (Short Wavelength Infrared Range — SWIR), длина волны от 1 до 3 мкм из-за потребности в быстродействующих, малощумящих фотодетекторах для использования их в оптоволоконных линиях связи, работающих в данном диапазоне длин волн [1]. Определяющей характеристикой фотодиодов, работающих в ИК-диапазоне является параметр D (обнаружительная способность детектора), который определяется как отношение чувствительности к плотности шумового тока.

$$D = \frac{R}{\sqrt{2 \cdot e \cdot I_{dark}}}, Jones = \frac{cm\sqrt{Hz}}{W}, \quad (1)$$

где R — фотоотклик, I_{dark} — темновой ток, e — заряд электрона.

Фотоотклик R в случае тонкой базы пропорционален коэффициенту поглощения материала и эффективности разделения носителей заряда, который также для прямозонных материалов с кубической симметрией зависит только от ширины запрещенной зоны [2]. Таким образом, обнаруживающая способность в большей степени зависит от E_g и качества синтезируемого полупроводникового материала, которое определяет длину диффузии носителей заряда.

В рамках данной работы проведено оптическое численное моделирование процесса захвата света упорядоченным массивом ННК, целью которого являлось определение оптимальных геометрических размеров ННК и периода между ННК, увеличивающих поглощение падающего оптического излучения в ННК. Полученные данные были использованы для проведения полупроводникового численного моделирования и определения уровня темнового тока диода на основе ННК InAsP на Si с различным составом по фосфору. Важно отметить, что полупроводниковые ННК являются перспективным материалом для применения в нанофотонике в качестве наноразмерных волноводов и источников излучения. В связи с этим исследование, представленное в данной работе, приобретает дополнительную актуальность.

Моделирование оптической задачи проводилось с использованием пакета Comsol Multiphysics. Длины волн соответствовали 1,3 и 1,55 мкм, что входит в перечень стандартных длин волн работы волоконных линий связи, а также 2,5 мкм, что соответствует SWIR-диапазону. Рассматриваемая система состояла из кремниевой пластины, на поверхности которой располагался гексагонально-упорядоченный массив InAs(P) ННК, инкапсулированный в полимерную матрицу из эпоксидной смолы SU-8. В ходе моделирования проводился перебор длин, диаметров и периода расположения ННК в массиве для оптимизации режима работы фотодиода и повышению чувствительности. Рассмотрено два состава по фосфору, а именно 0,3 и 0,47. Последний состав имеет ширину запрещенной зоны аналогичную In_{0,53}Ga_{0,47}As, широко используемому для современных ИК-фотоприемников. Материальные свойства InAs, InAs_{0,7}P_{0,3} и InAs_{0,53}P_{0,47} были взяты из известных литературных данных [3–5].

Результаты

Проведенное численное моделирование оптического поглощения света упорядоченным массивом нитевидных нанокристаллов демонстрирует эффект волноводного захвата света нанокристаллами, сопровождающий эффективным увеличением интенсивности света в нанокристаллах.

При вычислении обнаружительной способности ННК было показано, что эффективность поглощения и обнаружительная способность устройств зависят от геометрических параметров массивов ННК и их химического состава. При этом ширина запрещенной зоны, а также собственная концентрация носителей зарядов зависит от количества мольной доли фосфора в сплавах InAs(P).

На рис. 1 представлены характеристики всех исследованных фотодетекторов на длинах волн, соответствующих SWIR. Видно, что обнаружительная способность фотодетектора на основе InAs_{0,53}P_{0,47} ННК имеет максимальные значения, превышающие более чем на порядок аналогичные для приборных структур на основе InAs ННК. Полученные значения хорошо соответствуют обнаружительной способности лучших фотоприемников на основе планарных

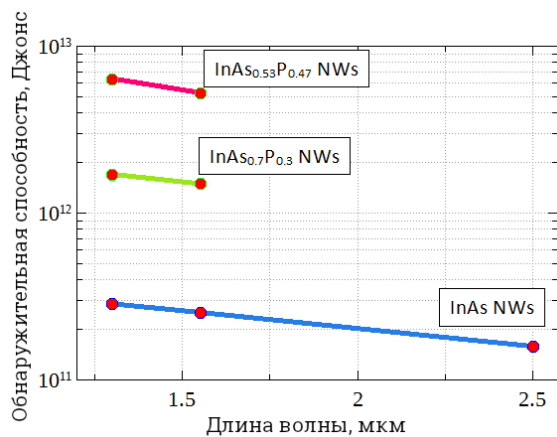


Рис. 1. Обнаружительная способность фотодетекторов ННК InAs(P)

структур InGaAs (имеющих несколько меньшее значение концентрации собственных носителей по сравнению с InAsP).

Заключение

Фотодиод на основе массива ННК InAsP имеет преимущества по сравнению с пленками с той же эффективной толщиной. А именно, имеет более низкие тепловые токи из-за меньшего объема материала, подавление оптического отражения и усиление оптического отклика в конкретном спектральном диапазоне из-за возникающих внутри ННК оптических резонансов (например, резонансов Фабри — Перо).

Полученные результаты показывают, что прибор на основе ННК InAsP может работать как эффективный

ИК-фотодетектор с улучшенной производительностью. Методы и подходы, представленные в данном исследовании, могут быть использованы при внедрении ННК в различные области нанофотоники.

Финансирование

Л. Н. Дворецкая благодарит Российский научный фонд за финансовую поддержку (проект РНФ № 21-79-10346) проведения численного моделирования оптических свойств изучаемых нанокристаллов. И. С. Мухин и А. В. Павлов благодарят РНФ (22-19-00494) за возможность проведения полупроводникового расчета прибора. Л. Н. Дворецкая и А. М. Можаров благодарят Совет по грантам Президента Российской Федерации (СП-1152.2022.1 и СП-2169.2021.1) за возможность изучения полупроводниковых свойств нового материала InAs_{0.53}P_{0.47}.

Литература

1. J. C. Campbell, S. Demiguel, F. Ma et al. // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. 10(4), 777–787 (2004).
2. Y. P. Varshni // Physica status solidi (b). 20(1), 9–36, (1967).
3. D. E. Aspnes, A. A. Studna // Phys. Rev. B 27(2), 985, (1983).
4. S. Adachi // Springer Science & Business Media. (2004).
5. J. Wei, J. Barnes, S. Guha, et al. // Journal of electronic materials. 40(2), 103-108, (2011).

Новые центры рекомбинации в слоях КРТ МЛЭ на подложках (013) GaAs

С. А. Дворецкий^{1*}, М. Ф. Ступак^{2**}, Н. Н. Михайлов¹, В. С. Варавин¹, В. Г. Ремесник¹, С. Н. Макаров², А. Г. Елесин², А. Г. Верхогляд²

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

² Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, ул. Русская, 41, Новосибирск, 630058

* dvor@isp.nsc.ru, ** stupak@tdisie.nsc.ru

При исследовании методом генерации второй гармоники (ГВГ) слоев n-HgCdTe низкое время жизни неосновных носителей заряда наблюдалось с появлением в минимумах амплитудной зависимости периодических изменений сигнала ГВГ, не превышающих шумов измерительного тракта нелинейно-оптического стенда, связанные с разориентированными микроучастками структуры. Такие нарушения структуры могут быть новыми центрами рекомбинации типа Шокли — Холла — Рида и приводить к снижению времени жизни.

Введение

Гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) твердого раствора теллуридов кадмия и ртути (КРТ, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$), выращиваемые методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), занимают лидирующее место в качестве базового фоточувствительного материала для детекторов инфракрасного (ИК) излучения с высокой чувствительностью в широком спектральном диапазоне длин волн. Технология молекулярно-лучевой эпитаксии для выращивания таких структур получила широкое развитие и рассматривается как основное направление для выращивания ГЭС КРТ, в том числе и для промышленного производства на подложках GaAs и Si большого диаметра [1]. Одним из физических параметров, который определяет качество структур и впоследствии фотоэлектрические характеристики ИК детекторов, является время жизни (ВЖ) неосновных носителей заряда. Нелегированные слои после роста имеют n-тип проводимости с низкой концентрацией электронов, высокой подвижностью и ВЖ при 77 К для составов $x \sim 0.2-0.4$. В таких структурах ВЖ определяется процессами рекомбинации в центрах Шокли — Рида — Холла (ШХР), которое обратно пропорционально их концентрации. В некоторых нелегированных ГЭС КРТ МЛЭ наблюдается большая неоднородность ВЖ по площади структур большого диаметра. Значения ВЖ в различных участках могут отличаться друг от друга на порядок величины. Такое различие ВЖ должно быть связано с большим изменением концентрации центров ШХР по площади, которое невозможно объяснить имеющимися представлениями об их природе. Ранее наблюдалось квазипериодическое изменение сигнала в минимумах азимутальной зависимости второй гармоники (ВГ), которое связано с разориентированными микроучастками, которые ухудшают структурное совершенство и могут привести к повышенной рекомбинации и, соответственно, к уменьшению ВЖ. Проведено исследование методом второй гармоники кристаллического совершенства ГЭС КРТ МЛЭ с большой неоднородностью ВЖ по площади. Предполагается, что возможной причиной низких значений ВЖ является рекомбинация на новых центрах ШХР, природа которых определяется существованием разориентированных микроучастков кристаллической структуры.

Результаты и обсуждение

Образец ГЭС КРТ МЛЭ1МСТ191113 выращен на подложке (013)GaAs диаметром 76.2 мм с контролем состава и толщины слоев методом одноволновой эллипсометрии *in-situ*. Слой КРТ общей толщиной 7.1 мкм включает однородный поглощающий слой состава $x = 0.22$, нижний ($\sim 0,8$ мкм) на гетерогранице с буферным слоем CdTe и верхний (~ 0.4 мкм) на поверхности широкозонный варизонный слой с изменением состава в диапазоне составов $x \sim 0.22-0.44$. Измерение концентрации носителей заряда и их подвижности в целой структуре и ее отдельных фрагментах проводилось методом Ван-дер-Пау. Состав, толщина слоев КРТ и их распределения по площади структуры определялись из спектров пропускания в диапазоне длин волн 2–20 мкм. Измерения времени жизни проводились с помощью регистрации спада сигнала фотопроводимости СВЧ при малом уровне фоновой засветки на установке «Таурис-Т» при 77 К. Измерение структурного кристаллического совершенства подложки и слоев ГЭС КРТ МЛЭ проводилось методом генерации второй гармоники (ГВГ) *ex-situ* на высокочувствительном лабораторном стенде нелинейно-оптической диагностики, детальное описание работы которого представлено в [2]. На рис. 1 приведены значения ВЖ по площади слоя КРТ в ГЭС КРТ МЛЭ 1МСТ191113. В центре структуры ВЖ при 77 К составляет величину 1.2 мкс и увеличивается к краям до 8–12 мкс (рис. 1).

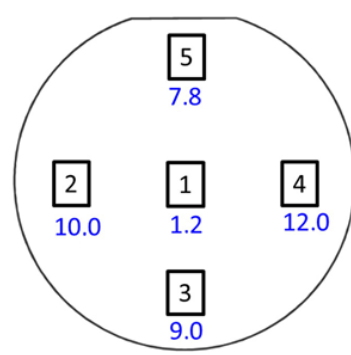
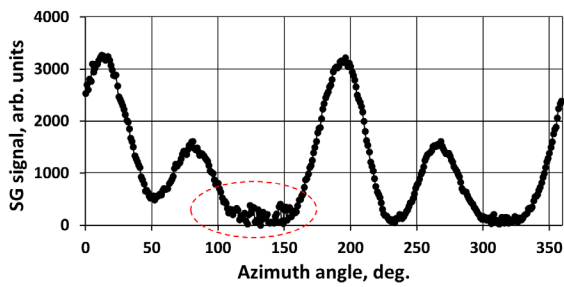
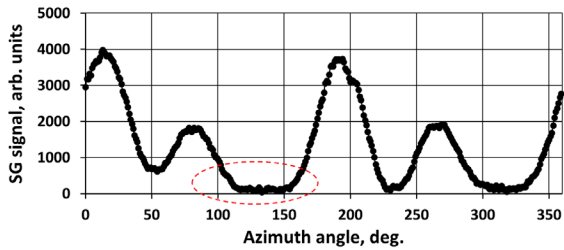


Рис. 1. Распределение ВЖ по площади ГЭС КРТ МЛЭ1МСТ191113 при 77 К

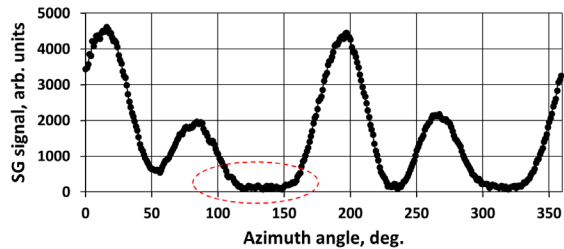
Такое изменение ВЖ нельзя объяснить различием в составе и электрофизических параметрах в данных



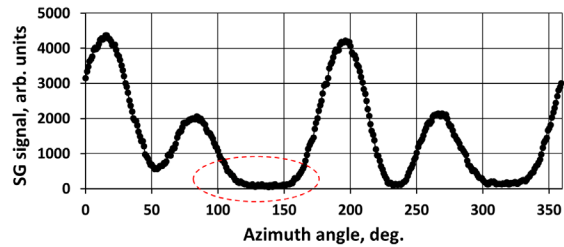
a — точка I (центр 1 на рис. 1)



b — точка II (4 мм от точки I к точке 2)



v — точка III (4 мм от точки II к точке 2)



z — точка IV (край 4 на рис. 1)

Рис. 2. Азимутальная зависимость сигнала второй гармоники фрагмента ГЭС КРТ МЛЭ 1МСТ191113

участках структуры. Измерения показали, что концентрация и подвижность носителей, состава во фрагментах структуры (точки 1–5) имеют близкие значения и лежат в интервалах $x = 0,218–0,221$, $n = (2,3–3,15) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\mu = 62000–66000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

Также нельзя объяснить такое изменение ВЖ изменением концентрации вакансий ртути в слоях КРТ, что не позволяет узкий диапазон условий роста, так и рекомбинацией на границах раздела (препятствуют варизонные слои) и дислокациях. Следовательно, низкое значение ВЖ, возможно, определяется центрами рекомбинации, обусловленными дефектами структуры.

Нами проведены исследования азимутальной зависимости сигнала ВГ по поверхности образца ГЭС КРТ МЛЭ (рис. 2) в 4 эквидистантных точках *a*, *b*, *v* и *z* на расстоянии 3–4 мм от центра (точка 1) к правому краю (точка 4). Были обнаружены биения в минимумах азимутальной зависимости сигнала ВГ, причем амплитуда биений уменьшается от точки 1 к точке 2. Такая же картина наблюдается после удаления слоя 0,9 мкм при химическом травлении. Биения, превышающие шумы измерительного тракта [3], в 2 точках у центра связаны с разориентированными микроучастками кристаллической структуры размером от 1 до 10 мкм. На краях образца наблюдаемые биения обусловлены шумами измерений. Сопоставляя величину ВЖ с присутствием или отсутствием разориентированных участков, можно сделать вывод о том, что они могут влиять на ВЖ и выступать как новые центры рекомбинации в слоях КРТ.

Финансирование

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ по проекту № 21-52-12015 и в части проекта АААА-А20-120102190007-5.

Литература

1. В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов и др. // Автометрия **56**, 5, 12 (2020).
2. М. Ф. Ступак, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий и др. // ЖТФ **91**, 11, 1799 (2021).
3. С. А. Дворецкий, М. Ф. Ступак, Н. Н. Михайлов и др. // Автометрия **57**, 5, 18 (2021).

Люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния в зависимости от времени и условий формирования

Е. С. Демидов*, Д. А. Афанасьев, В. В. Карзанов, Н. Е. Демидова

Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950

*demidov@phys.unn.ru

Исследовано влияние времени электрохимического окисления (ЭХО) на ЭПР, ФЛ и транспортные свойства слоев пористого кремния (ПК), образованных на монокристаллах кремния с различным типом и уровнем легирования (КЭС-0.01, КДБ-2). ЭХО слабо влияло на фотолюминесценцию. Неожиданным оказалось существенное увеличение концентрации P_b -центров безызлучательной рекомбинации в процессе ЭХО. Результаты изучения слоев ПК, подвергнутых ЭХО, показывают перспективность этого способа измельчения фрагментов кремния в этих слоях до диаметра 1.5–3 нм. Неожиданным оказалось сильное проявление вентильных свойств ПК в результате 600 с ЭХО. С дальнейшим ростом времени ЭХО до 6000 с вентильные свойства пропадают. На обратной ветви ВАХ диодной структур In/ПК/Si с ПК на КЭС-0.01, окисленной в течение 6000 с, появился участок с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Введение

Уникальные оптические, люминесцентные и электрофизические свойства пористого кремния (ПК) [1, 2] привлекают внимание в связи с его интересными свойствами, а также совместимостью с технологией наиболее распространенной кремниевой микроэлектроники. Согласно [3] ПК представляет собой трехфазную систему из волокон или гранул кремния, окруженных слоем оксида кремния и воздухом между ними. Такая система содержит парамагнитные P_b -центры, ответственные за подавление фотолюминесценции (ФЛ) ПК, и интересна тем, что гранулы или волокна кремния имеют поперечные размеры в единицы нанометров, что позволяет экспериментально наблюдать эффекты, связанные с дискретностью туннелирования электронов при комнатной температуре. Термическое окисление в [4] при 900 °С приводило к распаду крупных фрагментов кремния в ПК на мелкие наночастицы. В настоящей работе изучалась возможность достижения аналогичного измельчения включений Si в ПК в процессе электрохимического окисления пористых слоев.

Результаты и обсуждение

Как и в [4], пористые слои толщиной 1–3 мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марок КЭС-0.01 и КДБ-0.3 в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см². Электрохимическое анодное окисление ПК производилось на постоянном токе с плотностью 10 мА/см² в 7% растворе концентрированной азотной кислоты в этиловом спирте (C₂H₅OH:HNO₃). Варьировалось время окисления от 6 с до 100 мин. Фотолюминесценция (ФЛ) наблюдалась при ее возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны 405 нм. Спектры ЭПР снимались на спектрометре EMX фирмы Брукер при 293 К. Поперечный транспорт тока изучался измерениями ВАХ диодных структур In/ПК/Si с диаметром In контактов 0.5 мм. Вольт-амперные характеристики снимались на анализаторе полупроводниковых приборов Agilent B1500A.

Предварительные данные УФ возбуждения ФЛ показали, что электрохимическое окисление мало

влияет на спектр свечения ПК на КДБ-0.3 и лишь слегка увеличивает его интенсивность. На рис. 1 приведено семейство спектров ЭПР слоев ПК на монокристаллах КЭС-0.01, измеренных при 293 К. Наблюдается спектр ЭПР от известных P_b -центров безызлучательной рекомбинации. Неожиданным оказалось существенное увеличение концентрации P_b -центров в результате электрохимического окисления (рис. 2). Такой рост интенсивности сигнала ЭПР от P_b -центров может быть связан с ростом количества дислокаций, возникающих из-за механических напряжений в нанокристаллах кремния в ПК [5]. С другой стороны, в модели [1], где P_b -центры трактуются как оборванные связи на поверхности кремния, рост интенсивности ЭПР на рис. 2 может объясняться ростом поверхности включений Si в ПК с их измельчением.

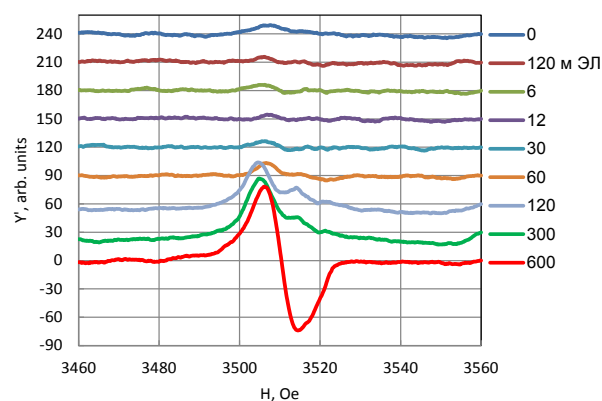


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов ПК на КЭС-0.01 при 293 К для разных времен t_0 окисления, показанных цифрами справа в секундах. 120 м ЭЛ означает двухчасовую выдержку ПК в электролите C₂H₅OH:HNO₃

Неожиданным оказалось видное на семействах ВАХ диодных структур In/ПК/Si с ПК на КЭС-0.01 рис. 3 сильное проявление вентильных свойств ПК в результате электрохимического окисления.

При $t_0 = 10$ мин и $U = 40$ В токи отличаются в 40 раз при прямом и обратном смещениях. Видимо, имеет место интересный случай, когда инжекция электронов из n-Si подложки сильно влияет на транспорт тока в ПК, где диффузионная длина электронов сравнима с толщиной слоя ПК. Важно, что с ростом времени

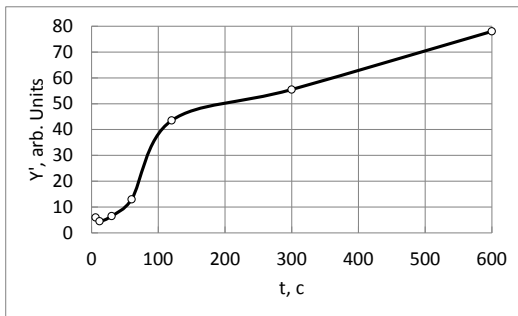


Рис. 2. Измеренные при 293 К зависимости от t_0 амплитуды спектров ЭПР слоев ПК на КЭС-0.01

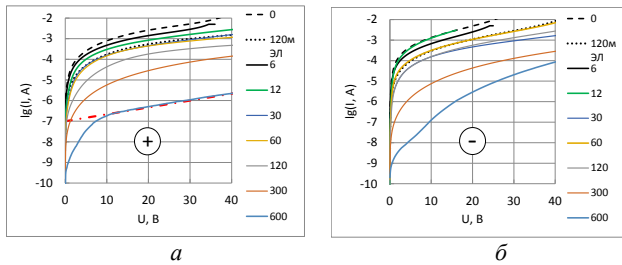


Рис. 3. Семейства ВАХ при 293 К диодных структур In/PK/Si с ПК на КЭС-0.01 для разных времен t_0 окисления: *a* — в обратном направлении, «+» на подложке Si, *б* — в прямом направлении, «-» на подложке Si. Обозначения справа на обоих семействах — то же, что и на рис. 1

электрохимического окисления электропроводимость слоев ПК падает, что свидетельствует о перспективности такого окисления для измельчения включений Si в ПК. ВАХ в обратном направлении менее подвержены инжекции носителей тока. Поэтому здесь должно лучше проявляться дискретное туннелирование. Согласно [6], при средних напряжениях ($U_{b1} \gg \gg U/N \gg kT/e$) ток экспоненциально растет с ростом напряжения. В этом случае можно оценить число гранул в цепочках в ПК вдоль линий тока

$$N = \frac{e \log e}{kT} \left(\frac{d \log I}{dV} \right)^{-1} \approx 17.215 \left(\frac{293K}{T} \right) \left(\frac{d \log I}{dV} \right)^{-1} V^{-1}. \quad (1)$$

На ВАХ рис. 3, *б* при $t_0 = 600$ с и $U > 10$ В имеется почти прямолинейный участок, наклон которого по

(1) дает $N = 516$. Для слоя ПК 3 мкм это означает среднее расстояние между гранулами около 6 нм и их диаметр около 3 нм. Дальнейшее увеличение t_0 до 6000 с приводит к исчезновению вентиляльных свойств ПК и к уменьшению диаметра гранул до 1.5 нм. Интересно, что ВАХ такой структуры In/PK/Si в обратном направлении немонотонна, имеет участок с отрицательной дифференциальной проводимостью как показано на рис. 4.

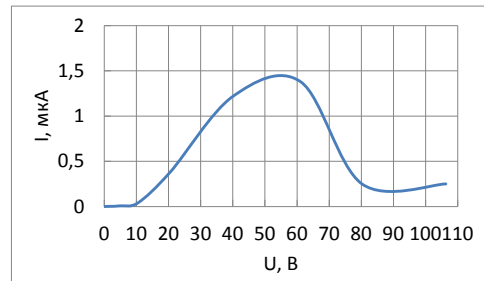


Рис. 4. ВАХ при 293 К диодной структуры In/PK/Si на КЭС-0.01 с временем окисления ПК $t_0 = 6000$ с

Природа этого явления нуждается в отдельном рассмотрении.

Литература

1. Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham Editor, Springer Intern. Publishing Switzerland, 2014, 1012 p.
2. Е. С. Демидов, Н. Е. Демидова // Вестник ННГУ, серия ФТТ. В. 1(8), 22 (2005).
3. Е. S. Demidov, V. V. Karzanov, V. G. Shengurov // JETPL. V. 67, 839 (1998).
4. Е. С. Демидов, Н. Е. Демидова, В. В. Карзанов, К. А. Марков, В. В. Сдобняков // ФТТ. Т. 51, вып. В. 10. С. 1894–1899 (2009).
5. Н. Е. Демидова, Е. С. Демидов, В. В. Карзанов // ФТТ. Т. 63, вып. 3. С. 370–373 (2021).
6. Е. С. Демидов, Н. Е. Демидова, В. В. Карзанов, К. А. Марков, В. В. Сдобняков // ФТТ. Т. 51. 1894 (2009).

Однофотонное излучение InGaAs квантовой точки, выращенной на подложке (111)В GaAs

И. А. ДЕРЕБЕЗОВ^{1,2,*}, В. А. ГАЙСЛЕР¹, А. В. ГАЙСЛЕР¹, Д. В. ДМИТРИЕВ¹, А. И. ТОРОПОВ¹, S. Rodt³, M. von Helversen³, S. Reitzenstein³

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

² Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, Новосибирск, 630102

³ Technische Universität Berlin, Institut für Festkörperphysik, Hardenberg str., 36, Berlin, D-10623

*derebezov@isp.nsc.ru

В работе представлены результаты исследования оптических характеристик неклассических источников света, на основе одиночных In(Ga)As квантовых точек, выращенных на подложке (111)В GaAs. Однофотонный характер излучения подтвержден измерением и анализом корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(\tau)$, $g^{(2)}(0) = (3,3 \pm 2.7)\%$, а степень неразличимости последовательно излученных одиночных фотонов составляет $(41 \pm 10)\%$.

Введение

Излучатели одиночных фотонов и излучатели фотонных пар являются ключевыми элементами разрабатываемых квантовых оптических информационных систем и систем квантовой криптографии. Одним из перспективных вариантов практической реализации данных излучателей является использование самоорганизованных полупроводниковых квантовых точек (КТ) [1, 2]. На основе одиночных полупроводниковых КТ (в первую очередь, КТ в системе InGaAs) разрабатываются эффективные полностью твердотельные излучатели одиночных фотонов как с оптической, так и с токовой накачкой. Одиночные InGaAs КТ могут являться и излучателем пар запутанных фотонов, что происходит в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона в случае, если экситонные состояния вырождены по энергии или же их расщепление ΔE_{FS} не превышает естественную ширину экситонных уровней $\Gamma_X = \hbar/\tau_X$, где τ_X – время жизни экситона. В этом случае излучается пара фотонов, запутанных по поляризации. В реальных InGaAs КТ, выращенных на подложках с ориентацией (001), расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} , как правило, многократно превышает естественную ширину экситонных уровней Γ_X , что обусловлено отклонением формы КТ от идеальной наличием пьезопотенциала, индуцированного встроенными механическими напряжениями. Это является основным препятствием в создании излучателей фотонных пар с запутанной поляризацией на основе КТ. Одним из вариантов решения данной проблемы является использование КТ, выращенных на подложках с ориентацией (111). В этом случае образуются КТ симметрии C_{3v} , в которых, согласно [3–5], расщепление экситонных состояний ΔE_{FS} может быть подавлено до нулевых значений.

В работе представлены результаты исследования оптических характеристик неклассических источников света, на основе одиночных In(Ga)As квантовых точек, выращенных на подложке (111)В GaAs.

Конструкция и характеристики излучателей

Исходная структура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на n-GaAs подложке ориентации (111) с 2° отклонением в направлении [211]. Структура состоит из полупроводнико-

вого распределенного брэгговского отражателя (РБО) и слоя GaAs, содержащего слой (111) InGaAs КТ. Схематически структура представлена на рис. 1, на котором КТ обозначены треугольниками. РБО содержит 23 периода чередующихся четвертьволновых слоев GaAs и $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$, что обеспечивает высокий коэффициент отражения ($R \geq 0.99$) на длинах волн вблизи 930 нм. Слой GaAs, выращиваемый на поверхности РБО, имеет толщину около 2λ . Таким образом, в целом структура представляет собой резонатор Фабри — Перо, что обеспечивает увеличение внешней квантовой эффективности излучателя. Слой InGaAs КТ расположен на расстоянии $\lambda/2$ от РБО, что соответствует максимуму стоячей волны микрорезонатора. Резонанс Фабри — Перо (~930 нм) отвечает полосе излучения исследуемых InGaAs квантовых точек. Слои InGaAs КТ малой плотности выращивались по механизму «капельной» эпитаксии.

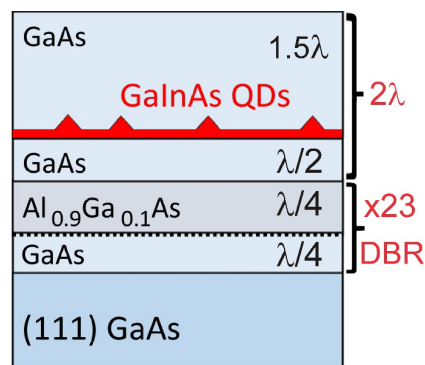


Рис. 1. Схематичное изображение исследованной структуры

Оптические характеристики излучателей исследовались с использованием методики криогенной микрофотолюминесценции. Спектр микролюминесценции одиночной КТ при нерезонансном возбуждении представлен на рис. 2, а, спектр содержит три узкие линии. Интерпретация пиков люминесценции одиночных КТ проводилась с использованием зависимостей интенсивностей пиков от мощности возбуждающего излучения и анализа поляризационных зависимостей (рис. 2, b, c). Статистика излучения анализировалась с использованием интерферометра Хэнбери Брауна — Твисса. Измеренное значение корреляционной функции второго порядка при нулевой временной задержке $g^{(2)}(0) = 0.033 \pm 0.027$.

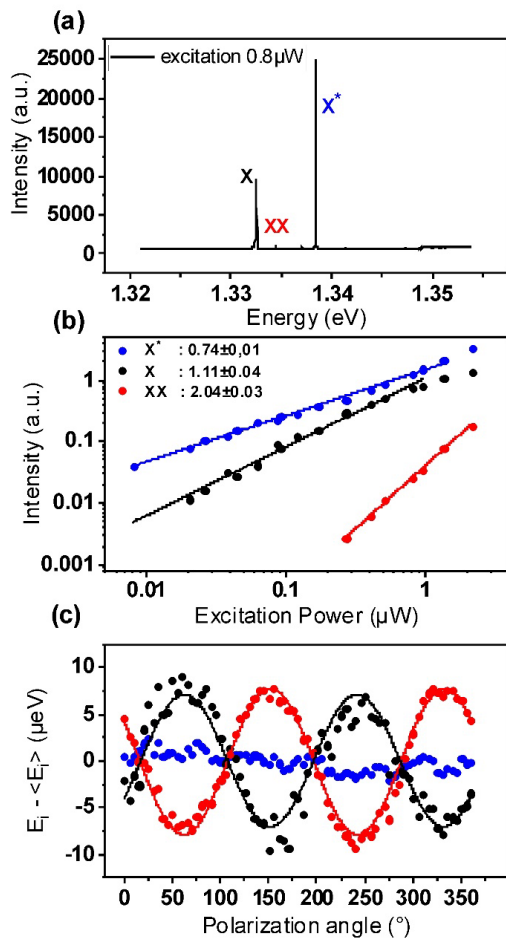


Рис. 2. Спектр излучения одиночной InGaAs КТ, содержащий пики экситона X, биэкситона XX и триона X* (a). Зависимости интенсивностей пиков от мощности возбуждения (b). Поляризационные зависимости для пиков X, XX и X* (c)

Степень неразличимости испускаемых фотонов измерялась с использованием интерферометра Хонга — Оу — Мандела. Полученное значение данного параметра при резонансном возбуждении составляет $(41 \pm 10) \%$.

Заключение

В докладе будут представлены результаты исследования оптических характеристик излучателей на основе одиночных (111)-InGaAs КТ. Излучатели демонстрируют ярко выраженный однофотонный характер излучения с $g^{(2)}(0) = (0,033 \pm 0,027)$, степень неразличимости фотонов составляет $(41 \pm 10)\%$. Полученные результаты подтверждают высокое оптическое качество одиночных (111)-InGaAs КТ и демонстрируют их высокий потенциал для применения в квантовых информационных системах.

Литература

1. A. Dibos, M. Raha, C. Phenicie, J. Thompson // *Phys. Rev. Lett.*, **120** : 243601 (2018).
2. S. Bounouar, C. de la Haye, M. Strauß, P. Schnauber, A. Thoma, M. Gschrey, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, S. Rodt, and S. Reitzenstein // *Appl. Phys. Lett.*, **112** : 153107 (2018).
3. M. Povolotskyi, A. Di Carlo, S. Birner // *Phys. Status Solidi C*, **1** : 1511 (2004).
4. R. Singh, G. Bester // *Phys. Rev. Lett.*, **103** : 063601 (2009).
5. A. Schliwa, M. Winkelkemper, A. Lochmann, E. Stock, D. Bimberg // *Phys. Rev. B*, **80** : 161307 (2009).

Лазер на основе HgCdTe с латеральной электрической накачкой

А. А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоново, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
sanya@ipmras.ru

Проведен расчет необходимых для лазерной генерации параметров структуры на основе $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$. Показано, что лазерная генерация на длине волны 13 мкм в предложенной структуре возникает при приложении латерального электрического поля свыше 0.92 кВ/см при температуре 77 К.

Введение

В настоящее время основными компактными источниками когерентного излучения в среднем ИК-диапазоне являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ). Однако сложность роста сотен повторяющихся квантово-размерных слоев препятствует широкому применению ККЛ. Альтернативой могут служить диодные лазеры на межзонных оптических переходах в узкозонных полупроводниках, например, HgCdTe [1] и $\text{PbSn}(\text{Se})\text{Te}$ [2]. Однако в структурах HgCdTe существует проблема с легированием акцепторной примесью, а максимальная температура работы лазеров на основе $\text{PbSn}(\text{Se})\text{Te}$ в этом диапазоне длин волн существенно не достигает температуры жидкого азота (77 К). Это связано с большим темпом оже-рекомбинации при столь высокой температуре. Отметим, что оже-рекомбинация всегда сопровождается и обратным процессом: ударной ионизацией.

Достаточно давно в работе [3] предположили, что в сильном поле благодаря ударной ионизации создается достаточно много неравновесных носителей, так что может реализоваться неравновесное вырожденное распределение, которое и обеспечит существование инверсии населенностей на межзонном переходе. Так же авторами работы [3] был сосчитан материальный коэффициент усиления для объемного $n\text{-Hg}_{0.83}\text{Cd}_{0.17}\text{Te}$ при температуре 4 К. Предложенный механизм инверсии исключает необходимость легирования акцепторами. Однако в работе [3] не был предложен и рассчитан какой-либо резонатор для такой активной среды. Это особенно важно в силу того, что диэлектрическая проницаемость узкозонных полупроводников существенно зависит от концентрации неравновесных носителей [4]. Отметим, что для полупроводников ближнего ИК диапазона данный механизм усиления был экспериментально продемонстрирован при температуре 95 К [5].

В данной работе проведено моделирование характеристик лазера с диэлектрическим волноводом на основе межзонных оптических переходов в объемном $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ с латеральной электрической накачкой (электрическое поле направлено вдоль слоев структуры). Показано, что генерация в предложенном лазере на длине волны 13 мкм возникает в полях свыше 0.92 кВ/см при температуре 77 К.

Результаты моделирования

На рис. 1 изображена схема предполагаемой лазерной структуры. Расстояние между металлическими контактами ~ 100 мкм. Излучение будет распространяться вдоль направления X .

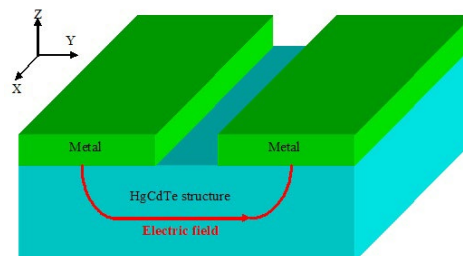


Рис. 1. Схема лазерной структуры

Зависимость концентрации неравновесных носителей от величины электрического поля при учете ударной ионизации и оже-рекомбинации в слое $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ при температуре 77 К определялась из выражений (11) и (12) работы [6] с использованием параметров, определенных также в этой статье (см. рис. 2). Также для расчета необходимого для лазера волновода необходимо знать зависимость комплексного показателя преломления слоя $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ от концентрации носителей. Это связано с тем, что с ростом концентрации реальная часть показателя преломления падает, что может привести к отсутствию локализации моды.

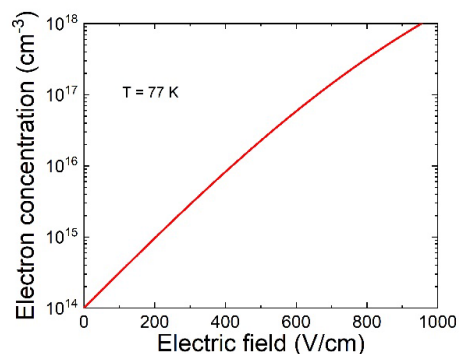


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов от величины электрического поля при ударной ионизации

Расчет методом, изложенным в работе [4], распределения электрического поля в TE_0 -моды и реальной части показателя преломления в лазерной структуре для концентрации $8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ приведен на рис. 3.

Толщина активного слоя $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ выбрана равной 10 мкм для существенного перекрытия моды с ним. Также в работе [4] приведены формулы для описания модового коэффициента усиления рассматриваемого лазера. Расчет модового коэффициента усиления для той же концентрации носителей приведен на рис. 4 с учетом сильного разогрева электронного газа (740 К) по сравнению с температурой решетки

(77 К). Температура электронного газа определялась из выражения (2) работы [6].

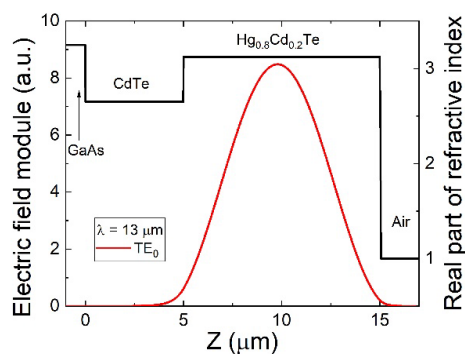


Рис. 3. Координатные зависимости распределения электрического поля в TE_0 -моду и реальной части показателя преломления в лазерной структуре

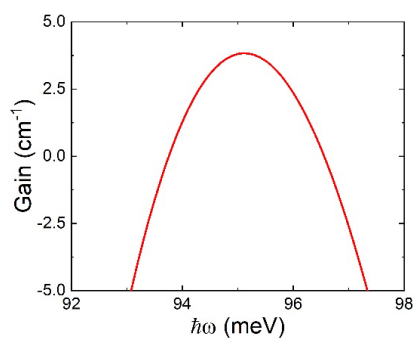


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента модового усиления

Из рис. 4 видно, что при этой концентрации модовый коэффициент усиления становится положительным, что соответствует порогу генерации. При этом максимум усиления (95 мЭВ ($\lambda = 13$ мкм)) сдвинут в коротковолновую область относительно ширины запрещенной зоны $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ (83 мЭВ). Учитывая зависимость концентрации неравновесных носителей от величины электрического поля, показанную на рис. 2, можно определить пороговую величину поля, при которой возникнет генерация. Это величина составляет 0.92 кВ/см, что соответствует небольшому напряжению ~ 9 В при расстоянии между металлическими контактами 100 мкм.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 22-12-00310).

Литература

1. J. M. Arias *et al.* // *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S255 (1993).
2. K. V. Maremyanin *et al.* // *Semiconductors* **52**, 1590 (2018).
3. Г. М. Генкин, А. В. Окомельков // *ФТП* **23**, 630 (1989).
4. А. А. Дубинов и др. // *Квантовая электроника* **51**, 158 (2021).
5. S. Chung, N. Balkan // *J. App. Phys.* **104**, 073101 (2008).
6. C. Palermo *et al.* // *Solid-State Electronics* **53**, 70 (2009).

Создание и управление решетками разности населенностей с помощью предельно коротких негармонических униполярных импульсов в резонансных наноструктурах

О. О. Дьячкова^{1,*}, Р. М. Архипов^{1,2,**}, М. В. Архипов¹, А. В. Пахомов¹, Н. Н. Розанов^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

* o.o.dyachkova@gmail.com, ** arhipovrostislav@gmail.com

Униполярные импульсы (УИ) обладают ненулевой электрической площадью и широким спектром: от нулевой частоты до видимой области. Это открывает возможности их широкого применения для более быстрого и эффективного управления свойствами квантовых систем с высоким временным разрешением (по сравнению с обычными биполярными многоцикловыми импульсами). В последнее время активно обсуждается возможность получения УИ негармонической формы, например, прямоугольной. На основе приближенного решения уравнения Шредингера и численного решения системы уравнений для матрицы плотности показана возможность создания электромагнитно индуцированных решеток разности населенностей в атомарной среде с помощью пары униполярных прямоугольных импульсов, не перекрывающихся в среде. Создание таких решеток может быть объяснено на основе введенного в оптику недавно понятия «интерференции» электрических площадей импульсов.

Введение

Униполярные полуволновые предельно короткие импульсы (ПКИ) являются пределом сокращения длительности электромагнитных импульсов в соответствующем спектральном диапазоне [1]. Они содержат полуволну поля одной полярности и могут обладать ненулевой электрической площадью, определяемой как интеграл от напряженности электрического поля по времени в заданной точке пространства, $S_E = \int E(t)dt$ [2].

Интерес к получению подобных импульсов активно возрос в последнее время в связи с их возможными многочисленными применениями для сверхбыстрого управления свойствами квантовых систем, голографии со сверхвысоким временным разрешением и др. [3, 4]. В недавних работах предложено множество способов получения униполярных или квазиуниполярных импульсов [5, 6]. Показана возможность существования солитонных решений уравнений нелинейной оптики в виде униполярных импульсов в широком классе задач [7].

Для ПКИ при когерентном взаимодействии с резонансной средой (когда длительности импульсов меньше времен релаксации населенности T_1 и поляризации T_2), возможно возникновение электромагнитно индуцированных решеток (ЭМИР) разности населенностей [8]. В данном докладе обсуждается, что, как уже было ранее показано для импульсов гармонической формы [9], и для прямоугольных импульсов сохраняется возможность наведения гармонической ЭМИР населенностей с периодом $\lambda_0/2$ — половины длины волны резонансного перехода, а распространение последующих импульсов также приводит к мультиплицированию периода и появлению стоячих волн поляризации. Кроме того, продемонстрирована возможность [10] наведения ЭМИР негармонической формы в виде светоиндуцированных каналов — своеобразных микрорезонаторов, или, наоборот, прямоугольного поглощающего барьера с размерами порядка λ_0 . Такие ЭМИР (рис. 1) могут быть быстро

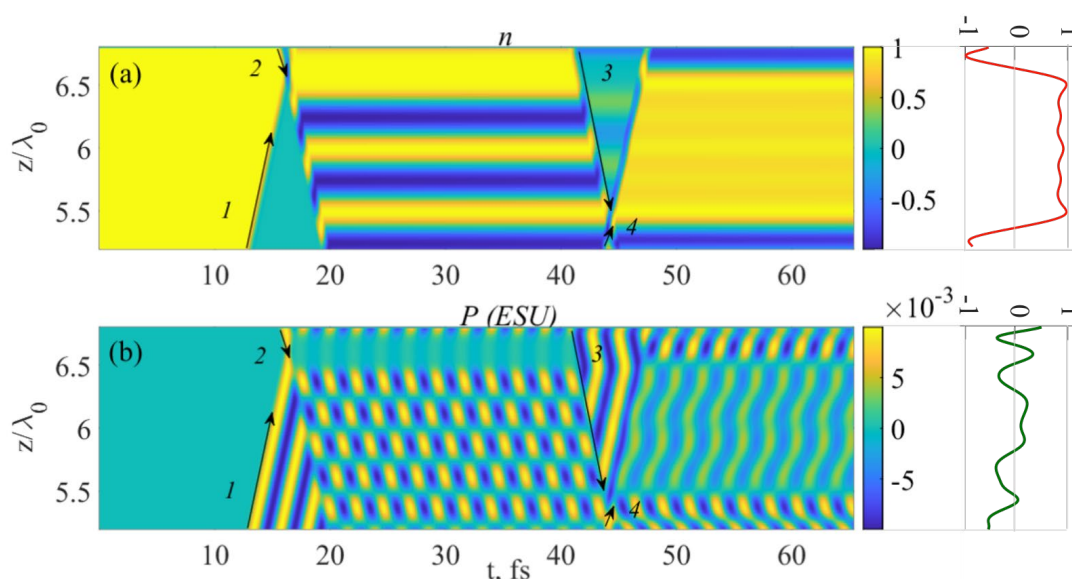


Рис. 1. Динамика разности населенностей $n(z, t)$ (a); динамика поляризации $P(z, t)$ в среде при прохождении 4-х встречных униполярных импульсов (b); справа вынесены мгновенные значения разности населенности и поляризации в зависимости от координаты z в момент времени $t = 65.3$ фс

созданы в различных средах (газах, полупроводниковых наноструктурах), если длительность импульсов короче времен релаксации среды.

Актуальность также связана с тем, что в последнее время активно изучаются свойства сред, для которых возможно изменение показателя преломления не только в пространстве, но и во времени [11]. Согласно принятой терминологии, такие среды принято называть пространственно-временными фотонными кристаллами (ПВФК) (spatiotemporal photonic crystals, SPP) [12].

Была теоретически изучена возможность создания и управления параметрами решеток разности населенностей в многоуровневой резонансной среде с помощью аттосекундных световых прямоугольных УИ. Показано, что, в частности, глубиной модуляции решеток на заданном резонансном переходе среды можно управлять с помощью изменения значения произведения длительности импульса на частоту рассматриваемого перехода, что дает возможность создания решетки с управляемой глубиной модуляции на нужном переходе среды.

Обсуждается, что формирование таких решеток может быть объяснено на основе введенного недавно в оптику понятия интерференции площадей коротких импульсов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект № 21-72-10028 (аналитическое исследование формирования решеток в многоуровневой среде) и Фонда развития теоретической

физики и математики «БАЗИС» (численное исследование когерентного взаимодействия ПКИ с резонансной средой).

Литература

1. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, N. N. Rosanov // *Quantum Electronics*, **50**, 801 (2020).
2. N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov // *Phys. Usp.*, **61**, 1227 (2018).
3. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. V. Babushkin, N. N. Rosanov // *Las. Phys. Lett.*, **19**, 043001 (2022).
4. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, P. A. Obraztsov, N. N. Rosanov // *JETP Lett.*, **117**(1), (2023).
5. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu *et al.* // *Sci. Rep.*, **8**, 2669 (2018).
6. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova // *Plasma Sources Science and Technology*, **30**(8), 085001 (2021).
7. С. В. Сазонов // *Опт. Спектр.*, **130** (12), 1846 (2022).
8. Р. М. Архипов // *Письма в ЖЭТФ*, **113**(10), 636 (2021).
9. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N. N. Rosanov // *Scientific Reports*, **7**, 12467 (2017).
10. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, О. О. Дьячкова, Н. Н. Розанов // *Оптика и спектроскопия*, **130**(11), 1707, (2022).
11. E. Galiffi, R. Tirole, S. Yin, H. Li *et al.* // *Advanced Photonics*, **4**(1), 014002 (2022).
12. Y. Sharabi, A. Dikopoltsev, E. Lustig, Y. Lumer, M. Segev // *Optica*, **9**(6), 585–592 (2022).

Измерение второй гармоники как инструмент для обнаружения спиновых текстур в магнитном полуметалле с узловой линией Fe_3GeTe_2

В. Д. Есин^{1,*}, А. А. Авакянц¹, А. В. Тимонина¹, Н. Н. Колесников¹, Э. В. Девятков¹

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, 142432
*2018esin@issp.ac.ru

Мы экспериментально исследовали поперечный сигнал на второй гармонике для магнитного полуметалла с узловой линией Fe_3GeTe_2 (FGT). В то время как отклик на первой гармонике показывает гистерезис известного аномального эффекта Холла в FGT, напряжение Холла на второй гармонике характеризуется выраженным гистерезисом. Подобная форма гистерезиса на второй гармонике известна для нетривиальных спиновых текстур — магнитных скирмионов. Поскольку подобные текстуры были продемонстрированы для FGT методами прямой визуализации, мы можем связать наблюдаемую релаксацию в сильных полях с деформацией решетки скирмионов. Таким образом, гармонический анализ можно рассматривать как инструмент для обнаружения спиновых текстур в транспортных экспериментах.

Введение

В современной физике конденсированных сред большой интерес вызывают топологические полуметаллы [1]. В качестве примера таких материалов могут выступать хорошо известные полуметаллы Дирака, которые характеризуются бесщелевым спектром с касанием зон в особых точках зоны Бриллюэна.

Существует альтернатива, при которой соприкосновение зон происходит вдоль некоторых линий в трехмерной зоне Бриллюэна. В таком случае, материал характеризуется как топологический полуметалл с узловой линией [1–4], особенность которого заключена в топологически защищенных поверхностных состояниях, способных создавать сложные спиновые текстуры на поверхности [5–7].

Одним из перспективных магнитных полуметаллов с узловой линией является ферромагнетик Ван-Дер-Ваальса Fe_3GeTe_2 (FGT) [8]. В FGT были продемонстрированы нетривиальные топологические спиновые текстуры на поверхности — магнитные скирмионы [9, 10] в дополнение к обычной, лабиринтообразной структуре доменов [11, 12].

Для исследования намагниченности FGT могут быть применены различные методики, но не все из них подходят в случае малого числа спинов на поверхности материала. Например, гистерезис сигнала аномального эффекта Холла отражает, в основном, намагниченность объема [13]. Если форма петли гистерезиса имеет характерную, нелинейную форму кривой «bow-tie» (галстук-бабочка), то подобный гистерезис, обычно, связывают с магнитными скирмионами [14–17].

В свою очередь, нелинейность сигнала должна проявлять себя на более высоких гармониках. Например, нелинейный эффект Холла проявляет себя как поперечный отклик на второй гармонике [18]. Нелинейный эффект Холла уже был исследован в немагнитных топологических материалах, в частности, трехмерных вейлевских и дираковских материалах [19, 20].

Исходя из этого, возникает интерес применить гармонический анализ Холла для исследования магнитного полуметалла с узловой линией FGT.

Полученные результаты

Мы экспериментально исследовали магнитный полуметалл с узловой линией Fe_3GeTe_2 с помощью

гармонического анализа Холла. В нулевом магнитном поле напряжение второй гармоники квадратично от продольно текущего тока, как и следует ожидать в случае нелинейного эффекта Холла.

При этом магнитное поле демонстрирует сложное поведение: в то время как отклик на первой гармонике показывает гистерезис известного аномального эффекта Холла в FGT, напряжение Холла на второй гармонике характеризуется выраженным гистерезисом в сильных полях и плоской (независящей от поля) областью с кривыми, пересекающимися в слабых полях.

Важно отметить, что гистерезис в сильных полях также зависит от скорости развертки магнитного поля, что отражает процесс медленной релаксации. Для самых низких скоростей развертки это также подтверждается множественными точками пересечения кривых. Подобная форма гистерезиса на второй гармонике известна для спиновых текстур. Поскольку скирмионы были продемонстрированы для FGT методами прямой визуализации, мы можем связать наблюдаемую релаксацию в сильных полях с деформацией решетки скирмионов.

Таким образом, гармонический анализ можно рассматривать как инструмент для обнаружения спиновых текстур в транспортных экспериментах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российской государственной академии наук № 22-22-00229, <https://rscf.ru/project/22-22-00229/>.

Литература

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath // *Rev. Mod. Phys.*, 90, 015001 (2018).
2. C. Fang, L. Lu, J. Liu, and L. Fu // *Nature Physics*, 2016, 12(10), 936.
3. B. Bradlyn, J. Cano, Z. Wang, M. G. Vergniory, C. Felser, R. J. Cava, and B. A. Bernevig // *Science*, 353, aaf5037 (2016).
4. Peizhe Tang, Quan Zhou, and Shou-Cheng Zhang // *Phys. Rev. Lett.*, 119, 206402 (2017).
5. J. Jiang, F. Tang, X. C. Pan, H. M. Liu, X. H. Niu, Y. X. Wang, D. F. Xu, H. F. Yang, B. P. Xie, F. Q. Song, P. Dudin, T. K. Kim, M. Hoesch, P. K. Das, I. Vobornik, X. G. Wan, and D. L. Feng // *Phys. Rev. Lett.*, 115, 166601 (2015).

6. D. Rhodes, S. Das, Q. R. Zhang, B. Zeng, N. R. Pradhan, N. Kikugawa, E. Manousakis, and L. Balicas // *Phys. Rev. B*, 92, 125152 (2015).
7. Y. Wang, K. Wang, J. Reutt-Robey, J. Paglione, and M. S. Fuhrer // *Phys. Rev. B*, 93, 121108 (2016).
8. K. Kim, J. Seo, E. Lee, K.-T. Ko, B. S. Kim, Bo G. Jang, J. M. Ok, J. Lee, Y. J. Jo, W. Kang, J. H. Shim, C. Kim, H. W. Yeom, B. I. Min, B.-J. Yang, and J. S. Kim // *Nat. Mater.*, 17, 794 (2018).
9. M. Yang, Q. Li, R. V. Chopdekar, R. Dhall, J. Turner, J. D. Carlstrom, C. Ophus, C. Klewe, P. Shafer, A. T. N'Diaye, J. W. Choi, G. Chen, Y. Z. Wu, C. Hwang, F. Wang, and Z. Q. Qiu // *Sci Adv.*, 6(36): eabb5157. (2020).
10. Bei Ding, Zefang Li, Guizhou Xu, Hang Li, Zhipeng Hou, Enke Liu, Xuekui Xi, Feng Xu, Yuan Yao, and Wenhong Wang // *Nano Lett.*, 20, 2, 868–873 (2020).
11. Giang D. Nguyen, Jinhwan Lee, Tom Berlijn, Qiang Zou, Saban M. Hus, Jewook Park, Zheng Gai, Changgu Lee, and An-Ping Li // *Phys. Rev. B*, 97, 014425 (2018).
12. Qian Li, Mengmeng Yang, Cheng Gong, Rajesh V. Chopdekar, Alpha T. N'Diaye, John Turner, Gong Chen, Andreas Scholl, Padraic Shafer, Elke Arenholz, Andreas K. Schmid, Sheng Wang, Kai Liu, Nan Gao, Alemayehu S. Admasu, Sang-Wook Cheong, Chanyong Hwang, Jia Li, Feng Wang, Xiang Zhang, and Ziqiang Qiu // *Nano Lett.*, 18, 9, 5974–5980 (2018).
13. Ella Lachman, Ryan A. Murphy, Nikola Maksimovic, Robert Kealhofer, Shannon Haley, Ross D. McDonald, Jeffrey R. Long and James G. Analytis // *Nature Communications*, 11, 560 (2020).
14. Robert Streubel, Luyang Han, Mi-Young Im, Florian Kronast, Ulrich K. Röler, Florin Radu, Radu Abrudan, Gungun Lin, Oliver G. Schmidt, Peter Fischer and Denys Makarov // *Scientific Reports*, 5, 8787 (2015).
15. Senfu Zhang, Junwei Zhang, Yan Wen, Eugene M. Chudnovsky and Xixiang Zhang // *Comms. Phys.*, 1, 36 (2018).
16. You Ba, Shihao Zhuang, Yike Zhang, Yutong Wang, Yang Gao, Hengan Zhou, Mingfeng Chen, Weideng Sun, Quan Liu, Guozhi Chai, Jing Ma, Ying Zhang, Huanfang Tian, Haifeng Du, Wanjun Jiang, Cewen Nan, Jia-Mian Hu and Yonggang Zhao // *Nature Communications*, 12, 322 (2021).
17. Anjan Soumyanarayanan, M. Raju, A. L. Gonzalez Oyarce, Anthony K. C. Tan, Mi-Young Im, A. P. Petrović, Pin Ho, K. H. Khoo, M. Tran, C. K. Gan, F. Ernult and C. Panagopoulos // *Nature Mater*, 16, 898904 (2017).
18. Inti Sodemann, Liang Fu., *Phys. Rev. Lett.*, 115, 216806 (2015).
19. O. O. Shvetsov, V. D. Esin, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, and E. V. Deviatov // *JETP Letters*, 109, 715–721 (2019).
20. A. Tiwari, F. Chen, Sh. Zhong, E. Druke, J. Koo, A. Kaczmarek, C. Xiao, J. Gao, X. Luo, Q. Niu, Y. Sun, B. Yan, L. Zhao and A. W. Tsen // *Nat. Commun.*, 12, 2049 (2021).

ГКР-активные подложки на основе внедренных наночастиц Ag в объем c-Si: моделирование, технология, применение

А. А. Ермаина^{1*}, Н. С. Солодовченко², К. В. Пригода^{1,3}, В. С. Левицкий⁴,
В. О. Большаков^{1,2}, С. И. Павлов¹, В. А. Толмачев¹, Ю. А. Жарова^{1,**}

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021

² ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

³ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., 29, Санкт-Петербург, 195251

⁴ НТЦ ТПТ, Политехническая ул., 28, Санкт-Петербург, 194021

*annaermina@mail.ioffe.ru, **piliouguina@mail.ioffe.ru

В данной работе был предложен простой метод создания гибридных структур на основе внедренных Ag наночастиц в объем c-Si для применения в качестве подложек, которые приводят к гигантскому рассеянию света. Такой подход объединяет наноплазмонику и полупроводниковую технологию. Восстановление AgNO₃ на поверхности c-Si и дальнейшая высокотемпературная обработка на 1000 °C позволяет сохранить плазмонные свойства Ag наночастиц и защитить их от дальнейшего внешнего воздействия за счет покрытия их слоем SiO₂. Численные расчеты показали, что в таких структурах наблюдается локализованный плазмонный резонанс в широком спектральном диапазоне в зависимости от аспектного отношения структуры. В качестве аналита исследовался водный раствор метилового оранжевого, степень обнаружения которого демонстрируется вплоть до концентрации 10⁻⁵ М на всех изготовленных структурах.

Введение

Создание структур, обладающих плазмонными свойствами, для усиления сигнала комбинационного рассеяния света (КРС) на настоящий момент остается одной из активно развивающихся областей современной науки [1]. Возбуждение локализованного плазмонного резонанса (ЛПР) в таких структурах внешней электромагнитной волной приводит к гигантскому комбинационному рассеянию света (ГКР) и дает возможность обнаружения и исследования сверхмалого количества вещества (аналита) на поверхности этих структур. Наличие ЛПР делает структуры с частицами/пленками металлов очень перспективными для создания биологических и химических сенсоров [2]. Вследствие взаимодействия света со свободными электронами, находящимися вблизи поверхности наночастицы, формируется ЛПР, зависящий от электронных свойств материала наночастицы, ее размера и геометрии [3], а также от свойств окружающей диэлектрической среды [4].

В нашей работе для исследования усиления КРС мы предлагаем структуры, обладающие плазмонными свойствами, на основе серебряных наночастиц (AgНЧ), внедренных в объем монокристаллического кремния (c-Si). Структуры на основе такого высокотехнологичного материала как кремний являются очень перспективными для создания ГКР-активных подложек, а именно — сенсорных чипов.

Методика эксперимента

Подложкой для создания ГКР-активных структур служил c-Si (100) (p-тип). Методом химического осаждения из раствора (0.02М AgNO₃ + 5М HF, в соотношении 1:1) на поверхности c-Si формировался островковый слой AgНЧ. Далее проводилась высокотемпературная обработка в атмосфере паров воды при 1000 °C в течение 5 и 40 минут. Слой SiO₂ удалялся в растворе HNO₃. В качестве исследуемого вещества использовался водный раствор органического красителя метилового оранжевого (МО) с разной концентрацией: 10⁻³, 10⁻⁴ и 10⁻⁵ М. Капли (2 мкл) наносились на подложки, затем сушились на воздухе. Сдвиги КРС МО находятся в области 1600–800 см⁻¹ и не пе-

рекрываются характерным пиком для кремния в области 520 см⁻¹. Поэтому МО был выбран в качестве аналита [5].

Методика расчета

Численное моделирование оптических свойств структур было проведено с помощью коммерческого программного обеспечения COMSOL Multiphysics, используя метод конечных элементов (англ. FEM). Для описания основных оптических зависимостей достаточно использовать 2D модель (рис. 1, а), которая является приближенной к реальным структурам, что позволило не прибегать к долгим и высокозатратным вычислениям [4]. Вдоль оси *x* использовались периодические граничные условия. Свет падает по оси *y* под нормальным углом падения. Сверху и снизу модели использовался идеально согласованный слой (англ. PML), чтобы не учитывать отражение волны от границ. Параметры структур варьировались по экспериментальным данным, полученным методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), а именно: по анализу РЭМ-изображений структур (рис. 1, б).

Результаты и обсуждение

Были получены структуры с полувнедренными и полностью внедренными AgНЧ в c-Si, средний размер которых составил 223 ± 106 нм. Толщина SiO₂, который защищает AgНЧ от внешнего воздействия, составила от 36 до 510 нм.

Численный расчет показал, что в таких структурах наблюдается ЛПР в широком спектральном диапазоне в зависимости от размера AgНЧ, в тоже время, из-за сильной локализации поля на AgНЧ, структуры с толстым слоем SiO₂ могут оказаться менее эффективными для сенсорного применения из-за резкого падения чувствительности.

Исследования ГКР от МО демонстрируют высокую степень обнаружения аналита на всех изготовленных структурах без слоя SiO₂ (рис. 1, в). Наличие размытых пиков и уменьшение интенсивности для структур с увеличением толщины SiO₂ можно будет решить оптимизируя толщину SiO₂ и размеров AgНЧ.

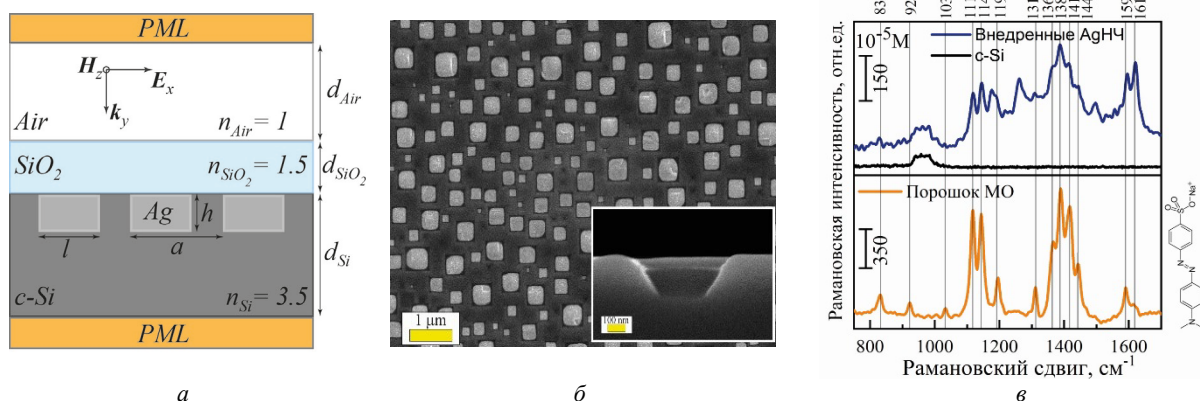


Рис. 1. Схематичная 2D-модель исследуемой структуры для численных расчетов с полностью внедренными AgНЧ (а); РЭМ-изображение (вид сверху) внедренных AgНЧ (слой SiO₂ удален), вставка — поперечное сечение с удаленной AgНЧ (б); спектры КРС МО порошка (оранжевая линия), исследуемой структуры (синяя линия) и c-Si подложки с концентрациями МО = 10⁻⁵ М (в)

Максимальный численный коэффициент усиления (КУ) для исследуемой структуры без слоя SiO₂ был найден на длине волны 795 нм и равен 1.1·10⁶. На длине волны 536 нм, которая соответствует длине излучения лазера в эксперименте, КУ = 1.2·10³. Экспериментальный КУ на структуре без SiO₂ равен 1.4·10³, что хорошо согласуется с теоретическим значением на исследуемой длине волны лазера. При этом предел обнаружения МО составил 10⁻⁶ М. Из расчета и экспериментальных данных видно, что создание упорядоченных структур с заданным периодом и размером НЧ является перспективным исследованием, так как резко увеличится количество «горячих точек», за счет чего ожидается высокий КУ от структур.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации

в рамках государственного задания (проект № 0040-2019-0012).

Литература

1. Judith Langer, *et. al.* // ACS Nano. **14**, 1, 28–117 (2020).
2. M. Pan, J. Yang, K. Liu *et al.* // Nanomaterials. **10**, 209 (2020).
3. Stefan Alexander Maier. Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer-Verlag US. (2007).
4. Elisabeth Galopin, *et. al.* // J. Phys. Chem. C., 113, 15921–15927 (2009).
5. Ming-Chung Wu, *et. al.* // RSC Adv., 4, 10043–10050 (2014).

Влияние конструктивных особенностей базовых слоев ГФЭ МОС GaAs-тиристоров на их напряжение переключения

А. Б. Чигинева*, Н. В. Байдусь, К. С. Жидяев

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022
chigineva@nifti.unn.ru

Исследовалось влияние толщины и состава базовых слоев тиристорных GaAs-структур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, на напряжение переключения чипов, изготовленных на основе этих структур. Добавление в базовые области со стороны эмиттеров тонких (0,3 мкм) более высоколегированных слоев того же типа проводимости не привело к предсказанному теоретически повышению напряжения переключения. В то же время увеличение толщины р-базы с 2 мкм до 3 мкм в сочетании с пассивацией поверхности позволило получить напряжение переключения 48 В.

Введение

Основной целью исследований [1–3] является разработка низковольтных быстродействующих малогабаритных тиристоров на основе GaAs-структур, выращенных методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии (ГФЭ МОС). Актуальность этой задачи связана с проблемой генерации коротких сильноточных импульсов в нагрузке с низким импедансом [4]. Для увеличения амплитуды токового импульса, коммутируемого тиристором, необходимо повысить его напряжение переключения ($U_{\text{прк}}$), которое, в свою очередь, определяется характеристиками слаболегированных базовых областей прибора. Известными путями повышения $U_{\text{прк}}$ являются снижение легатуры и увеличение толщины одной или обеих баз. Однако для тиристоров, выращенных методом ГФЭ МОС, эти способы имеют ограниченное применение. С одной стороны, получение эпитаксиальных слоев с уровнем легирования ниже 10^{16} см^{-3} вызывает серьезные технологические трудности [2, 3]. С другой стороны, значительное увеличение толщины баз потребует больших затрат времени на выращивание, а также приведет к росту последовательного сопротивления тиристора и величины напряжения в открытом состоянии. Поэтому в настоящей работе был продолжен поиск конструктивных решений для базовых областей и изучение их влияния на напряжение переключения GaAs-тиристоров.

Исследуемые образцы

Структуры выращивались на подложках n^+ -GaAs (100) методом ГФЭ МОС при пониженном давлении и включали эпитаксиальные слои GaAs:Si (n -тип) и GaAs:C (p -тип). В базовых областях части структур со стороны эмиттеров выращивались тонкие слои того же типа проводимости, но с большей легатурой (p^+ и n^+). Параметры базовых слоев (толщины h и концентрации свободных носителей заряда n , p) приведены в таблице 1 (структуры №№ 1–4). В структуре № 4 был выращен n -AlGaAs эмиттер.

Из пластин с тиристорными структурами изготавливались чипы полосковой геометрии (рис. 1) по адаптированному варианту разработанной нами ранее технологии изготовления лазер-тиристоров [5]. Напряжение переключения чипов определялось из вольт-амперных характеристик, измеренных в режиме источника напряжения. При этом основное напря-

жение подавалось между анодом и катодом (управляющий электрод не использовался).

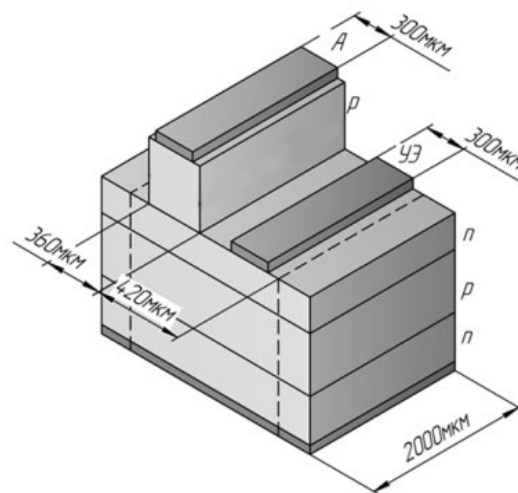


Рис. 1. Схематическое изображение чип-тиристора полосковой геометрии: А — анодный контакт; УЭ — управляющий электрод

Результаты и обсуждение

Максимальные значения напряжения переключения чип-тиристоров, изготовленных на основе исследованных структур, приведены в табл. 1 (последний столбец). Для сравнения в строках № 5, 6 приводятся характеристики лазер-тиристорных структур AlGaAs/GaAs из литературы [6, 7].

Таблица 1. Параметры баз тиристорных структур

№	h , мкм p , см^{-3}		h , мкм n , см^{-3}		$U_{\text{прк}}$, В
	p^+	p_0	n_0	n^+	
1	2,2 $1,3 \cdot 10^{16}$		1,9 $1,8 \cdot 10^{16}$		34
2	0,3 10^{17}	1,8 $1,5 \cdot 10^{16}$	2,0 $1,8 \cdot 10^{16}$	0,3 10^{17}	21
3	0,3 $5 \cdot 10^{16}$	1,8 $1,5 \cdot 10^{16}$	0,7 10^{17}	0,3 $2,2 \cdot 10^{17}$	20
4	3,0 $1,3 \cdot 10^{16}$		1,9 $2,3 \cdot 10^{16}$		30 48
5	p_0 -GaAs 4,0 10^{16}		n -GaAs 0,24 10^{17}	N^+ -AlGaAs 2,0 $1,5 \cdot 10^{18}$	25 [6]
6	p^+ -GaAs 0,2	p_0 -GaAs 4,3	n^+ -GaAs 0,2	N^+ -AlGaAs 2,0	30 [7]

Для чипов классической конструкции (структура № 1) с двумя слаболегированными базами p_0 и n_0 было получено $U_{\text{прк}} = 34$ В. Выращивание в базах структуры № 2 со стороны эмиттеров тонких p^+ - и n^+ -слоев привело, вопреки ожиданиям, к снижению блокирующей способности структуры почти на 40%. При этом в структуре № 3 замена n_0 -базы на n^+ -слой в 3 раза меньшей толщины вызвала лишь небольшое снижение $U_{\text{прк}}$. В базах структуры № 4, как и в структуре № 1, дополнительные слои не выращивались, но толщина p_0 -базы была увеличена с 2,2 мкм до 3 мкм. В результате чипы, изготовленные по стандартной технологии, показали максимальное $U_{\text{прк}} = 30$ В. Из табл. 1 видно, что увеличение толщины p_0 -базы до 4 мкм (структуры № 5, 6) не приводит к дальнейшему росту напряжения переключения. Это согласуется с выводом из модельных расчетов [6]: для каждой степени легирования существует оптимальная толщина базы, при превышении которой блокирующее напряжение структуры не меняется.

Пассивация сколотых граней, на которые выходят сильнолегированные слои чипов (изготовленных из структуры № 4), позволила получить $U_{\text{прк}} = 48$ В. Следовательно, поиск путей подавления поверхностных утечек может дать дополнительные возможности улучшения характеристик разрабатываемых приборов на основе GaAs.

Следует отметить, что расчетные значения напряжения переключения тиристорных [3] и лазер-тиристорных [6] структур сильно превышают экспериментальные величины, поскольку теоретически довольно сложно учесть дефекты, поверхностные утечки, наличие неконтролируемых фоновых примесей, которые всегда присутствуют в реальных структурах.

Введение высоколегированных слоев в базы GaAs-тиристоров может быть использовано для реше-

ния известной технологической проблемы — изготовления управляющего омического контакта к высокоомной базе. Однако здесь необходим поиск оптимальных конструкций, отвечающих заданным требованиям: получение управляемого электрическим сигналом тиристора с высоким напряжением переключения.

Таким образом, в настоящей работе исследовано влияние конструктивных особенностей базовых слоев тиристорных GaAs-структур на напряжение переключения изготовленных из них чипов. Показано, что добавление в базы со стороны эмиттеров тонких (0,3 мкм) более высоколегированных слоев того же типа проводимости приводит к снижению блокирующей способности на 40%. При увеличении толщины p_0 -базы до 3 мкм и пассивации сколотых граней было получено напряжение переключения 48 В.

Литература

1. А. Б. Чигинева, Н. В. Байдусь и др. // XV Росс. конф. по физике п/проводников, 385 (2022).
2. А. Б. Чигинева и др. // XXV Межд. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника», Т. 2, 915 (2021).
3. А. Б. Чигинева и др. // XXVI Межд. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника», Т. 2, 1061 (2022).
4. S. O. Slipchenko et al. // IEEE Transact. On Electron Devices, V. 67, 193 (2020).
5. И. И. Чунин и др. // XXI Межд. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника», Т. 2, 762 (2017).
6. О. С. Соболева. Диссертация ... канд. физ.-мат. наук, Санкт-Петербург, 2022.
7. А. А. Подоскин, П. С. Гаврина, В. С. Головин и др. // ФТП, 55, вып. 5, 466 (2021).

Расчёт резонансных состояний двухвалентного акцептора в CdHgTe

М. С. Жолудев^{1,2,*}, С. В. Морозов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

* zholudev@ipmras.ru

Проведены расчеты энергий и волновых функций резонансных состояний двухзарядного кулоновского акцептора в узкозонном твердом растворе CdHgTe. Получены зависимости энергий одночастичных и двухчастичных состояний от состава твердого раствора.

Узкозонные полупроводниковые структуры на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ обладают большим потенциалом для создания длинноволновых приемников и источников. В частности, недавно в них было получено стимулированное излучение на длинах волн до 20 мкм [1]. Одной из проблем при создании оптоэлектронных приборов дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона на основе узкозонных структур является существенное влияние примесно-дефектных центров на энергетический спектр образцов [2]. В настоящий момент большинство работ, касающихся многозарядных примесно-дефектных центров, посвящено изучению их дискретного спектра, в то время как создаваемые ими особенности в непрерывном спектре (резонансные состояния) мало изучены.

Данная работа посвящена разработке метода для расчета волновых функций носителей заряда в узкозонных твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ в области

непрерывного спектра с учетом влияния поля многозарядных примесно-дефектных центров.

Мы рассматривали систему, состоящую из однородного твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ и заряженного центра. Расчет проводился в приближении огибающих функций с шестью базисными функциями, имеющими симметрию Γ_6 и Γ_8 . Гамильтониан был выбран в виде суммы гамильтониана Кейна 6×6 [3] и энергии кулоновского взаимодействия с дефектом. В качестве потенциала дефекта использовался кулоновский потенциал двухзарядного акцептора.

Расчеты выполнены в приближении сферической симметрии, при котором каждое состояние электрона имеет фиксированные значения полного углового момента J , его проекции M и орбитального момента $L = J \pm 1/2$. Из-за малой массы легких дырок в CdHgTe глубина состояний акцептора с $J = 1/2$ очень мала, и мы рассматривали только состояния, начиная

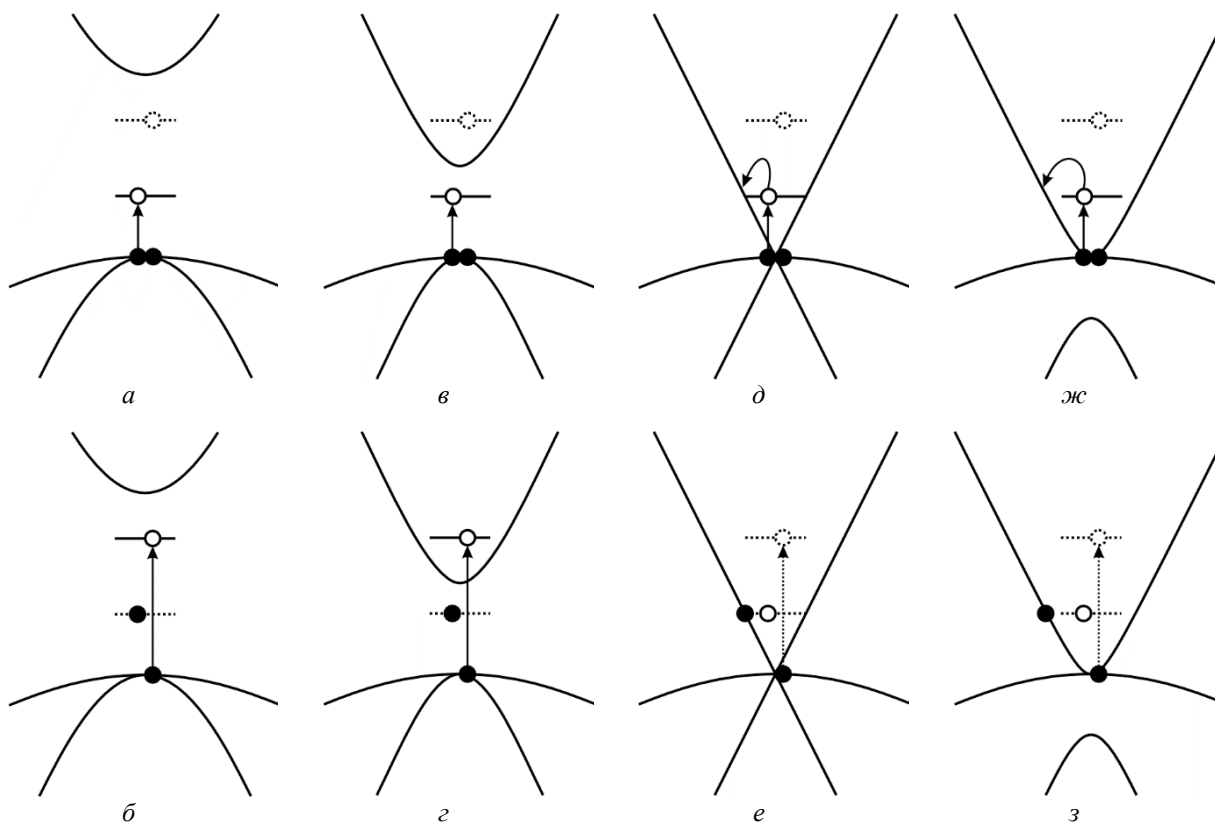


Рис. 1. Схема состояний двухзарядного акцептора в случае различных вариантов зонной структуры твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$

с $J = 3/2$. Для вычисления волновых функций и энергий локализованных и резонансных состояний электронов применялся метод, изложенный в работе [4].

При расчете многочастичных состояний для вычисления самосогласованного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона использовался итерационный метод. Отметим, что в контексте данной работы акцепторное состояние, при котором ни один электрон не захвачен локализованным уровнем, считается двухчастичным. Действительно, в этом случае на примесных уровнях находятся две дырки.

В случае широкозонных материалов, когда все состояния дефекта являются локализованными, возможны ситуации с захватом одного (см. рис. 1, *a*) или двух (рис. 1, *b*) электронов. Причем энергия захвата второго электрона всегда выше из-за отталкивающего потенциала первого электрона. При расчете этой энергии рассматривается отталкивающий примесный потенциал с двойным отрицательным зарядом. Для расчета энергии захвата первого электрона считается, что на самом глубоком уровне находится дырка (см. рис. 1, *b*), и волновая функция этого уровня используется для расчета дополнительного притягивающего потенциала, созданного ее положительным зарядом.

В случае более узкозонных материалов, когда наиболее глубокий (одночастичный) уровень является ре-

зонансным (рис. 1, *в, г*), схема расчета остается той же. Когда резонансным становится двухчастичное состояние, то после захвата первого электрона он переходит в зону проводимости (рис. 1, *д, ж*) и захват двух электронов становится крайне маловероятным. Поэтому в данном случае мы считаем, что верхний уровень всегда занят дыркой, и не рассматриваем одночастичные (в дырочном смысле) состояния.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22 12 00298).

Литература

1. В. В. Румянцев, Н. С. Куликов, А. М. Кадыков и др. // ФТП **52**, 1263 (2018).
2. V. V. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S V Morozov *et al.* // Semicond. Sci. Technol. **32**, 095007 (2017).
3. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов и др. // Письма в ЖЭТФ **154**, 1226 (2018).
4. M. S. Zholudev, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov // Semicond. Sci. Technol. **37**, 025003 (2021).

Нелинейные плазменные квазимонохроматические волны в экранированных двумерных электронных системах

А. А. Заболотных

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, к. 7, 125009
zabolotnykh@phystech.edu

Аналитически исследуется нелинейная динамика квазимонохроматических плазменных волн в двумерной (2D) электронной системе (ЭС), помещенной между двух идеальных металлических электродов (затворов). В работе найдено нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), описывающее медленную эволюцию огибающей квазимонохроматической волны в 2D ЭС. Получено, что НУШ имеет разный характер решений в зависимости от величины параметра qd , где q — волновой вектор несущей, d — расстояние между 2D ЭС и затвором. При $qd > 1.61$ пространственно однородные волны являются неустойчивыми относительно длинноволновых флуктуаций, а решения НУШ имеют вид т. н. светлых солитонов. При $qd < 1.61$ пространственно однородные волны устойчивы, и на их фоне могут формироваться т. н. темные солитоны.

В работе аналитически исследуются нелинейные квазимонохроматические плазменные волны в экранированной двумерной (2D) электронной системе (ЭС), когда 2D ЭС помещена вблизи двух идеально проводящих электродов (затворов), расположенных выше и ниже нее. Под квазимонохроматической волной подразумевается модулированная волна, у которой амплитуда высокой по частоте несущей медленно меняется в пространстве и времени.

Обычным способом описания динамики квазимонохроматической волны в любой системе является вывод уравнения для медленного изменения амплитуды волны, т. е. уравнения на огибающую. В нелинейном случае, как правило, это уравнение имеет вид так называемого нелинейного уравнения Шредингера (с кубическим нелинейным слагаемым), имеющего много интересных и неожиданных решений, достаточно подробно изученных в литературе и подтвержденных экспериментально (см., например, недавний обзор [1]).

Однако, несмотря на то, что в целом нелинейные явления, связанные с плазменными волнами в 2D системах, например, плазмонное выпрямление внешнего излучения или его генерация (см., например, [2]), довольно подробно изучены, уравнение для огибающей квазимонохроматических 2D плазменных волн в нелинейном режиме не выводилось.

В данной работе найдено уравнение для огибающей плазменных волн в 2D ЭС в нелинейном случае. Получено, что оно действительно имеет вид нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) с кубической нелинейностью. Оказывается, что, аналогично случаю волн на поверхности воды [2], НУШ имеет разные характерные решения в зависимости от величины параметра qd , где q — волновой вектор несущей, d — расстояние между 2D ЭС и затворами (для волн на поверхности воды соответствующим параметром является qh , где h — глубина водоема). В случае «малого» $qd < 1.61$ волна с постоянной амплитудой устойчива, на ее фоне может возникать т. н. темный солитон НУШ. При $qd > 1.61$ возникает неустойчивость волны с постоянной амплитудой (аналогично неустойчивости волн Стокса на поверхности «глубокой» воды) и появляются решения в виде светлых солитонов НУШ.

Помимо вышеперечисленных, НУШ имеет множество других решений. В рамках данной работы будет кратко рассмотрен только еще один тип решений НУШ для случая неэкранированный 2D ЭС, а именно т. н. солитон Перегринна — необычная волна, огибающая которой локализована не только в пространстве (как у солитонов), но и во времени, т. е. такая волна имеет один выраженный максимум, который появится один раз во времени [3].

В конце отметим: несмотря на то что по крайней мере часть решений НУШ выглядит довольно экзотически, в целом НУШ хорошо описывает нелинейные волны в различных системах. В частности, упомянутые выше солитоны Перегринна, изначально описанные теоретически [3], были позднее обнаружены экспериментально в оптических волокнах [4], на поверхности воды [5] и многокомпонентной плазме [6]. Поэтому можно ожидать, что и найденное в данной работе НУШ, по крайней мере качественно, правильно описывает динамику нелинейных плазменных волн в реальных 2D-системах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-00114.

Литература

1. F. Copie, S. Randoux, P. Suret // *Rev. Phys.* **5**, 100037 (2020).
2. A. Rogalski, M. Kopytko, and P. Martyniuk // *Appl. Phys. Rev.* **6**, 021316 (2019).
3. H. Hasimoto, H. Ono // *J. Phys. Soc. Jpn.* **33**, 805 (1972).
4. D. H. Peregrine // *J. Austral. Math. Soc. Ser. B* **25**, 16 (1983).
5. B. Kibler, J. Fatome, C. Finot *et al.* // *Nat. Phys.* **6**, 790 (2010).
6. A. Chabchoub, N. Hoffmann, and N. Akhmediev // *Phys. Rev. Lett.* **106**, 204502 (2011).
7. H. Bailung, S. Sharma, and Y. Nakamura // *Phys. Rev. Lett.* **107**, 255005 (2011).

Многоимпульсное фемтосекундное лазерное воздействие на тонкие пленки сульфида и селенида мышьяка: изготовление иерархических поверхностных периодических структур

С. В. Заботнов^{1,*}, Д. В. Шулейко¹, П. А. Данилов², Е. В. Кузьмин^{1,2}, Т. С. Кункель^{1,3}, П. И. Лазаренко⁴, С. А. Козюхин⁵, П. К. Кашкаров¹

¹ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991.

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991

³ Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, 141701

⁴ Московский институт электронной техники, площадь Шокина, д. 1, Зеленоград, Москва, 124498

⁵ Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Ленинский проспект, д. 31, Москва, 119991

* zabortnov@physics.msu.ru

Показана возможность формирования поверхностных периодических структур с различными волновыми и субволновыми периодами в тонких пленках сульфида мышьяка (As_2S_3) и селенида мышьяка (As_2Se_3) при многоимпульсном фемтосекундном лазерном облучении. Данные структуры сосуществуют в пределах одной облученной области и возникают в результате генерации поверхностных плазмон-поляритонов при интенсивном фотовозбуждении. Значения периодов и ориентация полученных иерархических структур согласуются с результатами численного моделирования.

Введение

Формирование поверхностных периодических структур (ППС) с помощью фемтосекундного лазерного облучения тонких пленок халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) вызывает интерес исследователей в связи с многообещающими возможностями как перезаписи рельефа и сопутствующей информации [1, 2], так и создания на микро- и наномасштабах областей с искусственной оптической и электрофизической анизотропией в таких объектах [3]. Основные успехи в данном направлении к настоящему времени достигнуты для пленок на основе GST225 ($Ge_2Sb_2Te_5$). Тем не менее, фемтосекундное лазерное воздействие на тонкие пленки других ХСП тоже интересно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

В настоящей работе изучается возможность формирования в тонких пленках сульфида мышьяка (As_2S_3) и селенида мышьяка (As_2Se_3) ППС с различными волновыми и субволновыми периодами в пределах одной облученной фемтосекундными лазерными импульсами области, так называемых иерархических структур.

Методики эксперимента и моделирования

Изготовление пленок ХСП на основе сульфида и селенида мышьяка с толщинами от 530 до 840 нм осуществлялось методом вакуумно-термического испарения на установке УВН-2М на кремниевые монокристаллические подложки, покрытые слоем хрома толщиной 100 нм или на кварцевые стекла.

Облучение производилось на воздухе при нормальном падении сфокусированного излучения на частоте второй оптической гармоники от фемтосекундного лазера Satsuma, Amplitude Systems (515 нм, 300 фс, 0.1–0.4 мкДж, 400–1200 импульсов).

Морфологические особенности облученных поверхностей исследовались методами растровой элек-

тронной микроскопии (РЭМ, MIRA, Tescan) и атомно-силовой микроскопии (АСМ, NEXT II, NT-MDT).

Для моделирования вероятности возникновения ППС с определенными значениями волновых векторов k_x и k_y в плоскости образца в зависимости от параметров воздействующего лазерного излучения и комплексной диэлектрической проницаемости поверхности во время облучения использовалась модель Сайпа — Друде, описанная в работах [2, 4].

Результаты и обсуждение

Варьирование числа экспонирующих лазерных импульсов и их энергии позволило получить ППС в виде решеток с волновыми (~515 нм) и субволновыми (150–185 нм) периодами (рис. 1 и рис. 2, а).

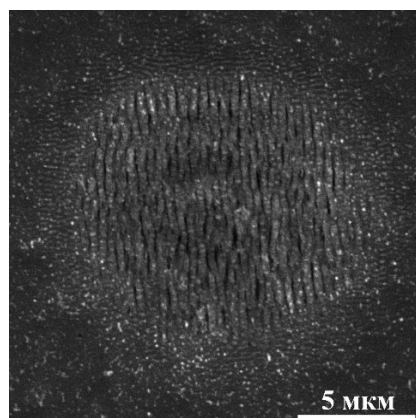


Рис. 1. РЭМ-изображение поверхности пленки As_2S_3 , облученной 400 импульсами с энергией 0.4 мкДж. Поляризация лазерного излучения горизонтальна

Первый тип структур ориентирован перпендикулярно поляризации лазерных импульсов, второй — параллельно. Оба типа ППС присутствуют одновременно в пределах одного кратера, сформированного в результате воздействия фемтосекундных лазерных импульсов, образуя иерархическую структуру.

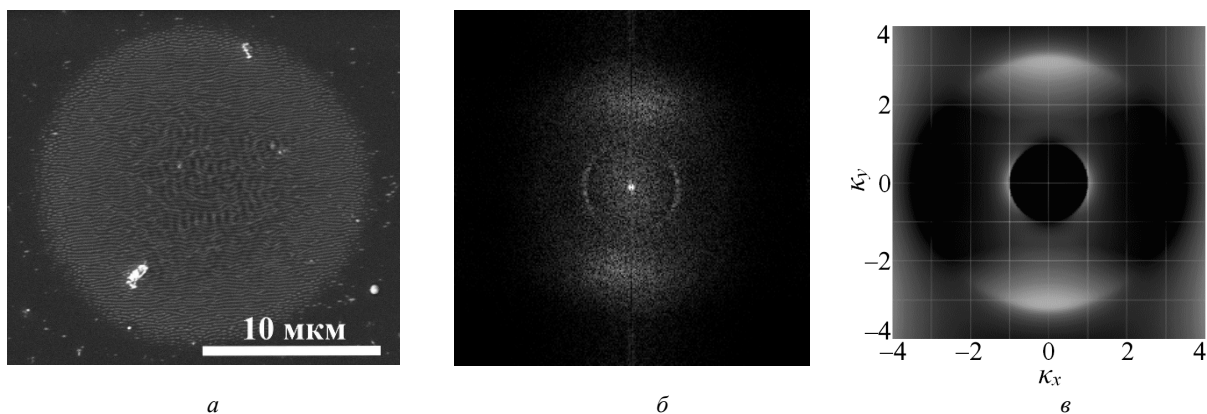


Рис. 2. РЭМ-изображение поверхности пленки As_2Se_3 , облученной 1200 импульсами с энергией 0.1 мкДж (а); фурье-образ данного изображения (б); результат моделирования вероятности возникновения ППС с волновым вектором (k_x, k_y) , нормированным на длину волны лазерных импульсов (в). Поляризация излучения горизонтальна

Ориентация и период решеток в центре и на периферии облучаемой области различаются из-за неоднородного распределения интенсивности по профилю гауссова пучка. Глубина модуляции полученных решеток достигала 100 нм согласно данным АСМ.

Формирование иерархических структур может быть объяснено фотоиндуцированной генерацией свободных носителей заряда в тонком слое полупроводника, приводящей к возникновению поверхностных плазмон-поляритонов, которые обуславливают периодическую модуляцию поверхности. В зависимости от интенсивности падающего излучения по профилю пучка меняется концентрация свободных носителей, что, в свою очередь, влияет на значение комплексной диэлектрической проницаемости во время облучения и вероятность возникновения поверхностного плазмон-поляритона с определенным волновым вектором. Данная гипотеза подтверждается расчетами в рамках модели Сайпа — Друде, демонстрируя хорошее согласие фурье-образов РЭМ-изображений

облученной поверхности (рис. 2, б) с результатами расчетов (рис. 2, в).

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 22-19-00035, <https://rscf.ru/project/22-19-00035/>.

Литература

1. P. I. Trofimov, I. G. Bessonova, P. I. Lazarenko, *et al.* // *ACS Appl. Mater. Interfaces* **13**, 32031 (2021).
2. S. Zaboltnov, A. Kolchin, D. Shuleiko, *et al.* // *Micro* **2**, 88 (2022).
3. A. Kolchin, D. Shuleiko, M. Martyshev, *et al.* // *Materials* **15**, 3499 (2022).
4. J. Bonse, A. Rosenfeld, J. Krüger // *J. Appl. Phys.* **106**, 104910 (2009).

Получение и исследование свойств слоев GaAs, легированных висмутом

Д. А. Здравейцев^{1,2,*}, О. В. Вихрова¹, Ю. А. Данилов^{1,2}, Ю. А. Дудин¹, В. П. Лесников¹, А. В. Здравейцев¹, А. Е. Парафин

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950
*daniel.zdorov@gmail.com

В данной работе показана возможность легирования висмутом GaAs в методе ионной имплантации и GaMnAs в методе импульсного лазерного нанесения в вакууме. Представлены исследования оптических и гальваномагнитных свойств данных структур и влияние лазерного и термического отжига на них.

Введение

В качестве одного из способов модификации свойств полупроводников группы A^3B^5 может выступать легирование изовалентными примесями, которые при введении небольшого их количества приводят к изменению ширины запрещенной зоны [1]. В данной работе предлагается легирование висмутом как GaAs, так и разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs. Для магнитных полупроводников подобное легирование интересно тем, что приводит к увеличению спин-орбитального взаимодействия, влияющего на рассеяние носителей в магнитном поле [2].

Методика эксперимента

В данной работе применены два приема легирования GaAs висмутом: 1) введение атомов Bi в слой GaMnAs, выращиваемый методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН), путем совместного распыления мишеней GaAs и металлических Bi и Mn (расчетное содержание Bi ~ 6 ат.%, Mn ~ 22 ат.%) с последующим импульсным лазерным отжигом (эксимерный Krf-лазер, длительность импульса 30 нс, плотность энергии в импульсе (P) составляла 300 или 400 мДж/см²); 2) имплантация ионов висмута (ускоритель «Радуга-3М» с ускоряющим напряжением 30 кВ). При ионной имплантации дозы облучения выбирались так, чтобы содержание Bi в GaAs составило 1.2, 2.5 и 3.8%. Затем одна часть образцов была подвергнута импульсному лазерному отжигу (ИЛО) с $P = 240$ мДж/см², а другая часть образцов для сравнения — быстрому термическому отжигу (БТО) в среде аргона при $T_a = 800$ °С в течение 20 с.

На полученных методом ИЛН структурах исследовались магнитополевые зависимости аномального эффекта Холла и магнетосопротивления в геометрии Ван дер Пау, а также температурные зависимости сопротивления в широком температурном диапазоне (6–300 К). Для серии, полученной методом ионной имплантации, оптические свойства образцов в диапазоне длин волн от 0.18 до 1.8 мкм исследовались с помощью спектроскопии пропускания с использованием двухлучевого спектрофотометра Cary 6000i (Varian).

Результаты эксперимента и их обсуждение

Согласно измерениям эффекта Холла и удельного сопротивления исходные структуры GaMnAs:Bi, полученные методом ИЛН, демонстрируют высокое слоевое сопротивление $R_s \sim 10^7$ Ом/на квадрат, n — тип проводимости с слоевой концентрацией носителей $n_s \sim 10^{10}$ см⁻², видимо, из-за присутствия дефектов. После импульсного лазерного отжига слоевое сопротивление уменьшилось до $R_s \approx 500$ Ом/на квадрат, тип проводимости стал p , а концентрации дырок $p_s \sim 10^{15}$ см⁻², что свидетельствует об электрической активации марганца в процессе отжига. При низких температурах в диапазоне (6–70 К) данные структуры имеют нелинейные магнитополевые зависимости сопротивления Холла. Из рис. 1, а видно, что зависимости имеют петлю гистерезиса, причем при увеличении температуры ширина петли уменьшается и при температурах $T > 70$ К петля пропадает, что соответствует приближению к фазовому переходу ферромагнетик — парамагнетик.

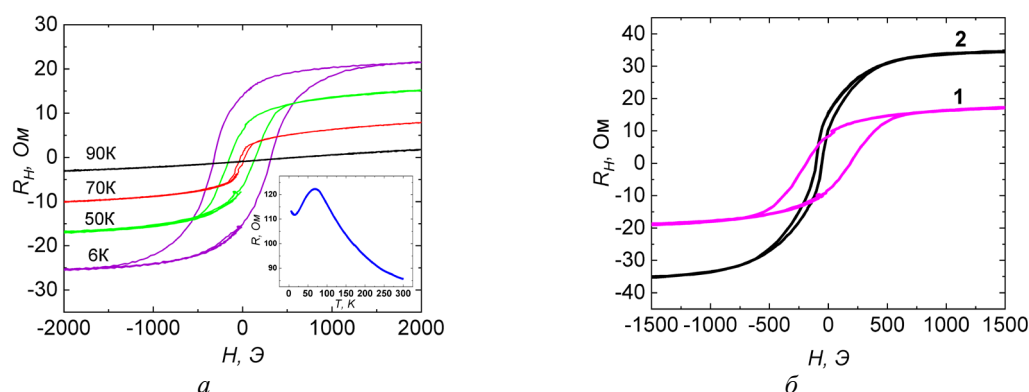


Рис. 1. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла структуры GaMnAs:Bi (ИЛО с $P = 400$ мДж/см²), полученной методом ИЛН в диапазоне температур 6–90 К (а); Магнитополевые зависимости сопротивления Холла для образцов GaMnAs:Bi (кривая 1) в сравнении с аналогичным образцом GaMnAs [3] (кривая 2) (б). Температура измерений $T = 40$ К

Эффект отрицательного магнетосопротивления наблюдается для данных образцов вплоть до 150 К, что говорит о том, что парамагнитные свойства образца сказываются на магнетосопротивлении вплоть до 150 К. Также на рис. 1, а представлена вставка с температурной зависимостью слоевого сопротивления, которая имеет характерный максимум в районе 70 К, что также позволяет интерпретировать данную температуру как температуру Кюри. Сравнение аномального эффекта Холла структуры с Bi и аналогичного GaMnAs, полученного ИЛН [3], показывает, что с добавлением висмута увеличилось коэрцитивное поле (рис. 1, б).

Были исследованы спектры отражения образцов GaAs:Bi, полученных методом ионной имплантации. Сравнение спектров монокристаллического GaAs и Bi-облученного образца, подвергнутого лазерному отжигу, показало, что характерные особенности спектров одинаковы. Это свидетельствует о восстановлении кристаллической структуры после ионного облучения.

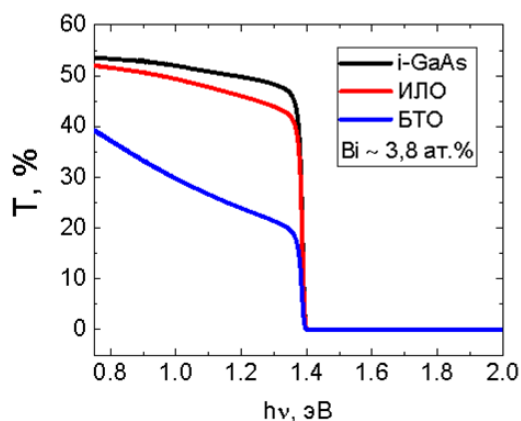


Рис. 2. Спектры пропускания слоев GaAs:Bi, полученных ионной имплантацией Bi с постростовым ИЛО и БТО, для содержания Bi в GaAs около 3.8 ат.%

Результаты измерения спектров пропускания для структур, полученных методом ионной имплантации с самой большой дозой имплантации с последующими БТО и ИЛО, приведены на рис. 2. Из спектров пропускания видно, что край собственного поглощения сместился в более длинноволновую сторону, что свидетельствует об уменьшении ширины запрещенной зоны, обусловленной введением висмута.

Выводы

В работе экспериментально показана возможность легирования висмутом как GaAs в процессе ионной имплантации, так и соединения GaMnAs в процессе импульсного лазерного нанесения. Соединение GaMnAs:Bi, подвергнутое послеростовому импульсному лазерному отжигу, имеет полупроводниковую зависимость сопротивления от температуры измерений и является ферромагнетиком с температурой Кюри около 70 К, демонстрируя аномальный эффект Холла с петлей гистерезиса и отрицательное магнетосопротивление. В ходе исследования оптических свойств образцов, синтезированных методом ионной имплантации, было показано, что висмут уменьшает ширину запрещенной зоны.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-265.2022.1.2 и гранта РНФ № 23-29-00312.

Литература

1. A. R. Mohmad et al. // Phys. Status Solidi B. V. 251, № 6. P. 1276–1281 (2014).
2. T. Andrearczyk et al. // Materials. V. 13, № 23. P. 5507 (2020).
3. О. В. Вихрова и др. // Физика твердого тела. Т. 59, вып. 11. С. 2130–2134. 2017.

Центры ИК-фотолюминесценции, создаваемые в Si имплантацией ионов Ge⁺, Si⁺ и Xe⁺ с последующими отжигами

Ж. В. Смагина^{1,*}, В. А. Зиновьев^{1,**}, А. Ф. Зиновьева^{1,3}, М. В. Степихова², С. Г. Черкова¹, В. А. Володин^{1,3}, А. В. Двуреченский^{1,3}, В. А. Скуратов⁵, Л. И. Федина¹, А. К. Гутаковский¹, А. В. Мудрый⁴, О. М. Бородавченко⁴, В. Д. Живулько⁴

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

⁴ ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», Минск, Белоруссия

⁵ Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, 141980

* smagina@isp.nsc.ru, ** zinoviev@isp.nsc.ru

Исследованы структурные и оптические свойства высокоомного Si, после имплантации ионами Si⁺, Ge⁺ и Xe⁺ и последующего отжига. Наличие дефектов в Si, вызванных имплантацией Ge (80 кэВ), приводит к ярко выраженной фотолюминесценции (ФЛ) на телекоммуникационных длинах волн вплоть до комнатной температуры. Дефекты в Si, полученные при облучении ионами Xe⁺ (167 МэВ), показали наличие в спектрах ФЛ широкой интенсивной полосы в области 0.83–0.95 эВ. Отжиг структур при температуре 400 °С приводит к значительному росту интенсивности ФЛ

Введение

В настоящее время в мире существует значительный интерес к поиску путей создания эффективных светоизлучательных приборов на основе кремниевой технологии. До сих пор попытки создания эффективного излучателя на основе кремния были неудачными из-за непрямозонной энергетической структуры кремния. Одним из способов преодоления этого ограничения является использование оптически активных точечных дефектов в кремнии, например [110]-расщепленных междоузлий [1]. Расщепленные междоузлия, созданные ионным облучением, имеют электронный уровень в Г-долине и могут обеспечить прямые оптические переходы [1], то есть решить проблему непрямозонной структуры кремния и германия. Данную гипотезу косвенно подтверждают результаты, полученные нами недавно на SiGe наноструктурах, созданных с помощью ионной имплантации германия в кремний и последующего термического отжига [2]. Эти структуры демонстрируют высокую термическую стабильность и многократное увеличение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) по сравнению с эпитаксиальными структурами с SiGe квантовыми точками [2]. В настоящей работе изложены результаты по исследованию процесса излучательной рекомбинации на дефектах, формируемых при имплантации ионов Si⁺, Ge⁺ и Xe⁺ в монокристаллический кремний с последующим отжигом в интервале температур 100–900 °С.

Методика эксперимента

Для создания структур с радиационными дефектами, излучающими в инфракрасном (ИК) диапазоне, были проведены эксперименты двух типов: 1) облучение поверхности пластин высокоомного кремния с ориентацией (100) ионами Ge⁺ и Si⁺ с энергией 80 кэВ и дозой облучения 10¹⁵ ион/см²; 2) облучение поверхности пластин высокоомного кремния с ориентацией (111) ионами Xe⁺ с энергией 167 МэВ и дозой облучения 5·10¹⁰–10¹³ ион/см². Ионное облучение проводилось при комнатной температуре. Во избежание

разрушения поверхности кремния подложки были защищены слоем оксида кремния толщиной ~40 нм. После облучения оксид кремния удалялся. Подготовленные структуры разрезали на несколько частей, и каждую часть отжигали при определенной температуре в диапазоне от 100 до 900 °С с шагом 50 °С в течение 20 мин. Для тестовых экспериментов были изготовлены структуры с GeSi квантовыми точками (КТ). Условия роста структур с КТ подробно описаны в работе авторов [2]. По данным атомно-силовой микроскопии такие структуры содержат плотный (10¹¹ см²) массив КТ в форме hut-кластеров. Измерения фотолюминесценции для структур (1)-типа проводились с помощью лазера возбуждения с длиной волны 405 нм. Спектры ФЛ были зарегистрированы с использованием Ge-детектора, охлаждаемого азотом, и фотодиода InGaAs. Для образцов (2)-типа спектры ФЛ регистрировались при возбуждении газовым He-Cd-лазером на длине волны 325 нм.

Экспериментальные результаты и обсуждение

В широком диапазоне температур от 4.2 до 300 К исследованы люминесцентные свойства дефектов в кремнии, образуемых на различных стадиях изохронного отжига (образцы (1)-типа) после имплантации ионов Si⁺ или Ge⁺. Обнаружено, что в спектрах ФЛ от образцов, облученных ионами Ge⁺ и отожженных при температурах ~ 650 – 800 °С, появляется широкая интенсивная полоса (G2) ФЛ с максимумом ~ 0.798 эВ, которая обусловлена излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда на кластерах атомов Ge, что было подтверждено данными высокоразрешающей электронной микроскопии.

На рис. 1 показано сравнение спектра ФЛ-образца, отожженного при 800 °С, и образца с SiGe КТ, выращенного методом традиционной молекулярно-лучевой эпитаксии. Хорошо видно преимущество ионно-имплантированной структуры. Кроме того, эта структура демонстрирует ярко выраженную ФЛ при комнатной температуре (см. вставку на рис. 1). Исследования ФЛ образцов (2)-типа, облученных тяжелыми

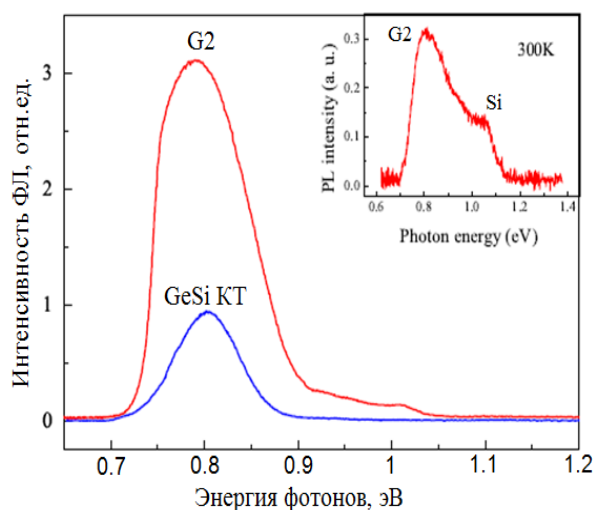


Рис. 1. Сравнение спектров ФЛ образца с GeSi КТ и образца, облученного ионами Ge^+ и отожженного при 800°C . Спектры измерены при 78 K . Плотность мощности фотовозбуждения — 15 Вт/см^2 . На вставке показан спектр ФЛ, измеренный при комнатной температуре, для облученного образца и отожженного при 800°C

высокоэнергетичными ионами ксенона (167 МэВ), показали, что при гелиевых температурах, помимо известных линий X, W, W и C, проявляется широкая полоса в области $0.8\text{--}1.1\text{ эВ}$.

С увеличением дозы облучения в диапазоне $5 \cdot 10^{10}\text{--}10^{13}\text{ см}^{-2}$ наблюдается снижение интенсивности и сужение полосы фотолуминесценции с одновременным смещением максимума в длинноволновую область. Отжиг при температуре 400°C привел к многократному усилению интенсивности ФЛ (рис. 2). Обнаруженная полоса излучения наблюдается до азотных температур.

Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» НГУ и ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования. Люми-

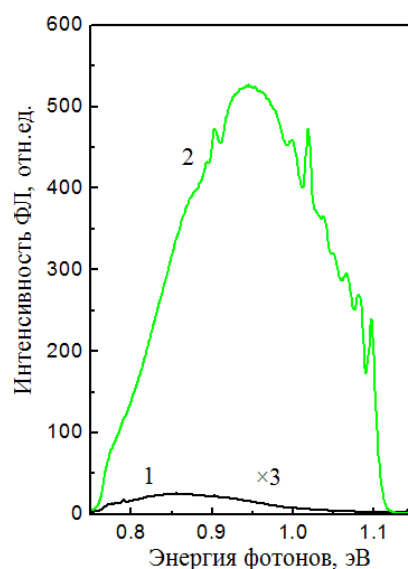


Рис. 2. Спектры ФЛ кремния (10 K , $\lambda = 325\text{ нм}$), облученного ионами Xe^+ (доза — $5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$), до (кривая 1) и после (кривая 2) изохронного отжига в атмосфере Ar при температуре 400°C , 1 час

несцентные исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Финансирование

Работа выполнена по государственному заданию № FWGW-2022-0011B и из средств гранта РФФ № 23-12-00260.

Литература

1. M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss et al. // ACS Photonics, **3**, 298 (2016).
2. V. A. Zinovyev, A. F. Zinovieva, Zh. V. Smagina, et al // J. Appl. Phys., **130**, 153101 (2021).

Усиление интенсивности излучения Ge/Si квантовых точек в гибридных структурах с субволновыми решетками Al-нанодисков

В. А. Зиновьев^{1,*}, А. Ф. Зиновьева^{1,2}, Ж. В. Смагина¹, А. А. Блошкин^{1,2},
П. А. Кучинская¹, А. В. Двуреченский^{1,2}, Е. Е. Родякина^{1,2}, С. А. Дьяков³,
И. М. Фрадкин³, И. А. Смагин⁴, М. В. Степихова⁵, А. В. Новиков⁵

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

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

³ Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143026

⁴ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, ул. Колмогорова, 1, Москва, 119991

⁵ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

* zinoviev@isp.nsc.ru

В данной работе проведено исследование эффектов взаимодействия квантовых излучателей с плазмон-волноводными модами в гибридных структурах, представляющих собой кремниевый волноводный слой со встроенными GeSi квантовыми точками, сопряженными с квадратными решетками Al-нанодисков.

Введение

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в использовании фотонных кристаллов (ФК) для создания эффективных излучателей на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) [1, 2]. Усиление люминесценции в таких структурах происходит за счет увеличения вероятности излучательных переходов при помещении КТ максимум амплитуды электрического поля внутри ФК резонатора [2]. В настоящей работе проведено исследование эффектов взаимодействия квантовых излучателей с плазмон-волноводными модами в металл-диэлектрических ФК структурах, представляющих собой волноводный слой кремния со встроенными GeSi КТ, сопряженными с регулярными субволновыми решетками Al нанодисков. В гибридных структурах такого типа появляется возможность одновременно управлять электронными и фотонными резонансами [3].

Методика эксперимента

Для создания структуры со встроенными в волноводный слой кремния излучателями использовалась подложка «кремний на изоляторе» (КНИ), толщина верхнего слоя Si в которой составляла 90 нм, а скрытого оксида SiO₂ — 3 мкм. На первом этапе методом молекулярно лучевой эпитаксии выращивался буферный слой Si толщиной 280 нм при 500 °С. На следующем этапе выращивались слои GeSi квантовых точек, разделенных прослойками кремния толщиной 25 нм, при температуре 600 °С. Каждый слой КТ создавался путем осаждения 7 монослоев Ge. Всего было выращено 4 слоя КТ. На завершающем этапе структура закрывалась слоем Si толщиной 10 нм. Общая толщина многослойной структуры составляла 480 нм. Затем методом обращенной (взрывной) литографии на поверхности многослойной структуры с GeSi КТ формировались квадратные решетки Al-дисков высотой 50 нм. Диаметр дисков составлял 150, 200 и 250 нм. Для каждого диаметра были созданы квадратные решетки с периодами 400 нм, 440 нм, 460 нм, 480 нм, 500 нм, 540 нм. Полученные гибридные структуры (рис. 1) были исследованы методом микрофотолюминесценции (микро-ФЛ).

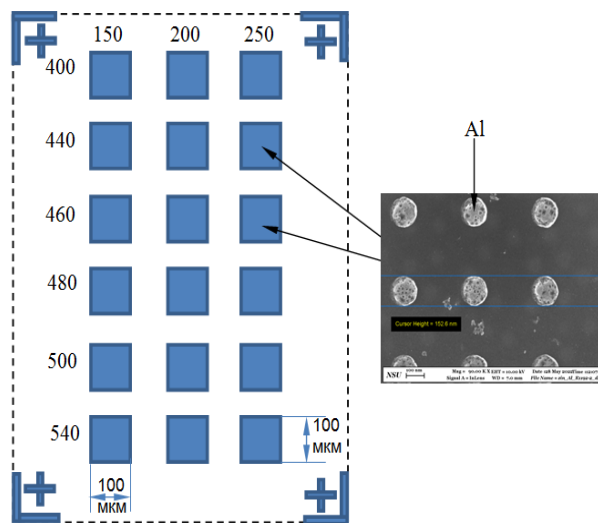


Рис. 1. Схема экспериментальной структуры с квадратными решетками с различными диаметрами и периодами Al-дисков (слева). Изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии для массива Al-нанодисков на поверхности структуры (справа)

Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследование методом микро-ФЛ показало, что при определенных параметрах гибридной структуры (диаметр Al-дисков $D = 250$ нм, период решетки $a = 540$ нм) наблюдается усиление сигнала ФЛ от GeSi КТ почти на порядок (рис. 2, спектр « $a = 540$ нм») по сравнению со случаем структуры без регулярных решеток Al нанодисков (рис. 2, спектр «outside»). Спектры микро-ФЛ при изменении периодов решетки a от 400 до 540 нм продемонстрировали наличие узких пиков (с добротностью ~ 100) в области излучения GeSi КТ. Согласно данным моделирования (рис. 3) на основе метода матрицы рассеяния [4], данные пики могут быть связаны с проявлением взаимодействия КТ с гибридными плазмон-волноводными модами в созданных структурах.

Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» НГУ и ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования. Исследо-

вания люминесцентных свойств созданных структур были выполнены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

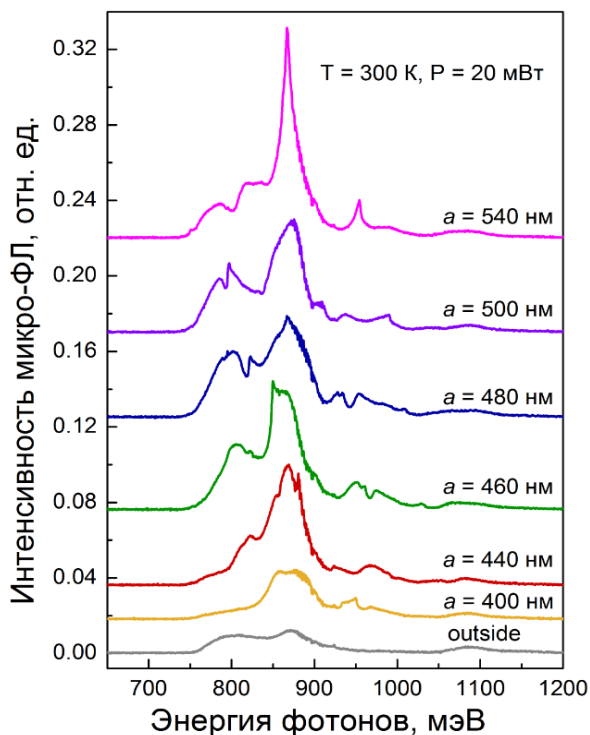


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ, измеренные при комнатной температуре на образцах с квадратными решетками Al-нанодисков, нанесенных на структуру с GeSi КТ. Диаметр дисков $D = 250$ нм. Период решетки a менялся от 400 до 540 нм. Длина волны возбуждающего лазера 532 нм, мощность 20 мВт

Финансирование

Работа финансировалась из средств гранта РНФ № 21-72-20184.

Литература

1. T. Zhou, M. Tang, G. Xiang et al. // Nature Communications, **11**, 977 (2020).

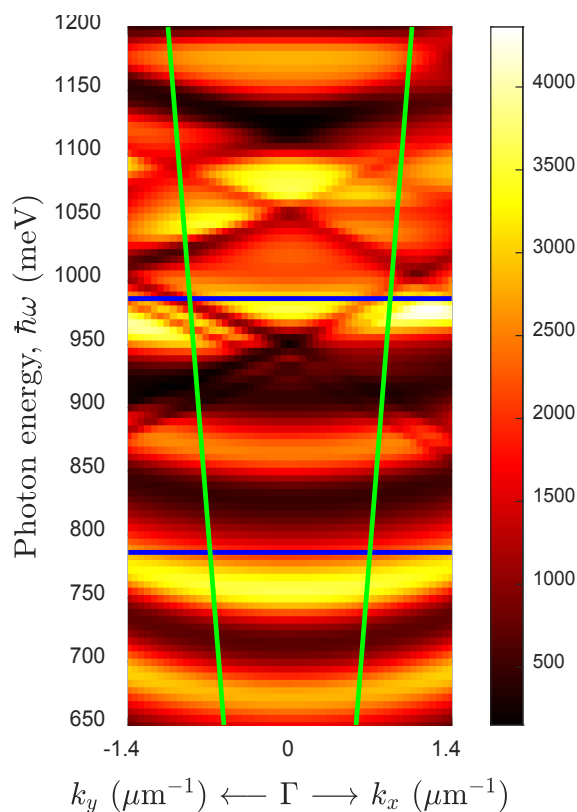


Рис. 3. Дальнепольная излучаемость, как функция энергии фотона и волнового вектора, построенная вдоль высокосимметричных направлений металло-диэлектрической ФК решетки. Диаметр Al-дисков $D = 175$ нм, период решетки $a = 400$ нм. Горизонтальные синие линии показывают диапазон люминесценции GeSi КТ. Зеленые линии ограничивают световой конус, в котором собирается излучение в эксперименте

2. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser et al. // ACS Photonics, **4**, № 3, 665 (2017).
 3. Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, А. Крист и др. // ФТТ, **47**, №1, 139 (2005).
 4. S. A. Dyakov, D. M. Zhigunov, A. Marinins et al. // Sci. Rep., **8**, 4911 (2018).

Радиационная стойкость источника субтерагерцового излучения после повторного нейтронного воздействия

А. С. Иванов^{1,*}, Д. Г. Павельев², С. В. Оболенский^{1,2}, Е. С. Оболенская²

¹ АО «НПП «Салют», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950.

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

* ivanov.2582@yandex.ru, ivanov.a.s1@yandex.ru

Экспериментально получены характеристики выходной мощности от частоты генерации для диодов Ганна, подвергнутых первоначальному нейтронному воздействию флюенсами $3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $2.85 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и 10^{14} см^{-2} , после повторного нейтронного облучения флюенсом 10^{14} см^{-2} . Дана аналитическая оценка радиационной стойкости источника субтерагерцового излучения из гетеродина на генераторе на диоде Ганна (ГДГ) и умножителя на диоде на полупроводниковой сверхрешетке GaAs/AlAs после повторного нейтронного воздействия

Введение

На сегодняшний день миниатюрные приемопередающие устройства субмиллиметрового диапазона с малыми величинами питающих напряжений получили широкое распространение при построении систем связи, безопасности и ориентирования на поле боя. Прибором с подобными характеристиками следует считать источник субтерагерцового излучения из гетеродина на генераторе на диоде Ганна (ДГ) и умножителя на диоде на основе полупроводниковой сверхрешетки (ППСР) GaAs/AlAs (ИСИ). Потенциальное применение ИСИ в условиях многократного нейтронного облучения повышает актуальность изучения условий работоспособности ИСИ. В ряде работ исследовалась радиационная стойкость ДГ [1] и диода на ППСР [2] в отдельности, а также в составе ИСИ [3], однако здесь изучено влияние повторного облучения нейтронами на рабочие характеристики ИСИ.

Экспериментальная часть

Основным активным элементом рассматриваемого ГДГ является диод Ганна производства АО НПП «Салют», г. Н. Новгород. Диод представляет собой полупроводниковый кристалл GaAs диаметром $\sim 0,1 \text{ мм}$ и толщиной $10 \dots 20 \text{ мкм}$, смонтированный на теплоотводящем кристаллодержателе — медном стержне диаметром $1,2 \text{ мм}$ и высотой 2 мм . Размер активной области — 3 мкм , концентрация носителей составляет $n_0 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Структура диода — вертикальная, т. е. контакты диода расположены на верхней и нижней грани кристалла. Основная частота подобных диодов лежит в 8-мм диапазоне.

Для измерений зависимостей выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от частоты генерации $f_{\text{ген}}$ ДГ взяты три диода со сходными параметрами, ранее подвергнутые нейтронному воздействию флюенсами $\Phi_1 = 3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\Phi_2 = 2.85 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $\Phi_3 = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно [4]. Измерения характеристик до облучения проводились в специально разработанной измерительной камере по схеме, изложенной в [5]. После измерений ДГ № 1, 2, 3 были подвергнуты повторному облучению потоком нейтронов с флюенсом $\Phi_3 = 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

Результаты и обсуждение

По результатам измерений рабочих параметров ДГ после повторного облучения отмечено сужение рабочей полосы частот в сравнении с параметрами

после первого облучения: для ДГ № 1 (рис. 1, а) на 20%, для ДГ № 2 (рис. 1, б) — 46%, для ДГ № 3 (рис. 1, с) — на 26%. В целом, после повторного облучения нейтронами наблюдается уменьшение выходной мощности ДГ и значений рабочих частот.

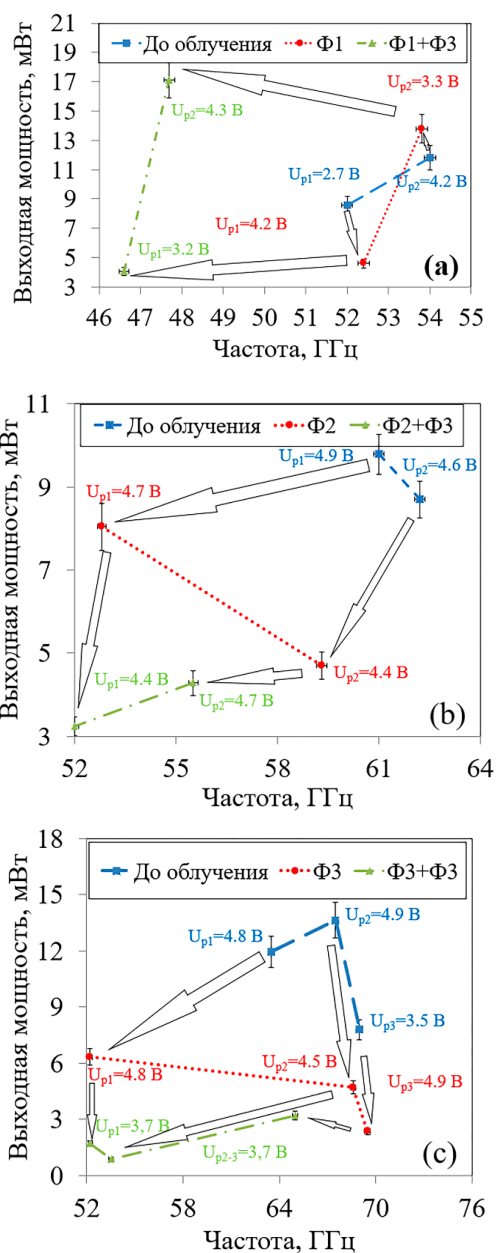


Рис. 1. Зависимости выходной мощности от частоты генерации для ДГ № 1 (а), ДГ № 2 (б), ДГ № 3 (с)

На основе данных мощности гармоник умножителя частоты на ППСР в работе [6], полученных зависимостей мощности от частоты для ГДГ возможно оценить зависимость мощности гармоник от частоты источника субтерагерцового излучения (рис. 2).

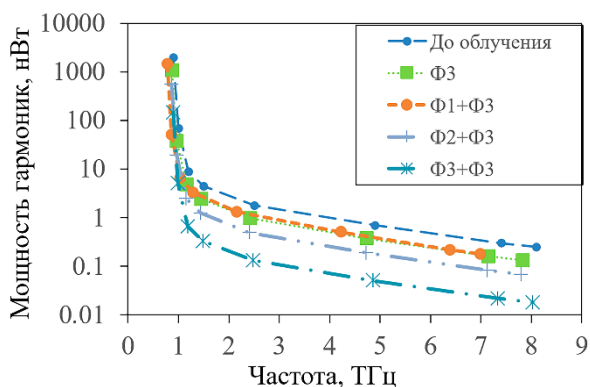


Рис. 2. Зависимость мощности гармоник от частоты генерации ИСИ при различных флюенсах нейтронов: $\Phi_1 = 3.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\Phi_2 = 2.85 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $\Phi_3 = 10^{14} \text{ см}^{-2}$ после повторного облучения

В качестве опорной частоты гетеродина для ДГ до облучения была выбрана третья гармоника генератора ($3 \cdot 53,8 \text{ ТГц}$) на ДГ в 162 ТГц , после повторного

облучения $\Phi_3 = 143,1 \text{ ТГц}$. При облучении гетеродина нейтронами с увеличением флюенса нейтронов уровень мощности гармоник ИСИ и уменьшается сильнее, чем для облученного только флюенсом Φ_3 .

На основе измерений рабочих характеристик гетеродина на ДГ и теоретических результатов радиационной стойкости ППСР сделаны выводы о радиационной стойкости к нейтронному облучению ИСИ в целом.

Литература

1. W. Abd El-Basit, S. M. El-Ghanam, A. M. Abdel-Maksood, et al. // NET, **48**, 1219 (2016).
2. Д. Г. Павельев, А. П. Васильев, В. А. Козлов, Е. С. Оболенская // ФТП, **52**(11), 1337 (2018).
3. А. С. Иванов, Д. Г. Павельев, С. В. Оболенский, Е. С. Оболенская // ЖТФ, **91**(10), 1501 (2021).
4. А. С. Иванов, Д. Г. Павельев, С. В. Оболенский, Е. С. Оболенская // ФТП, **56**(7), 770 (2022).
5. А. С. Иванов, С. В. Оболенский // Тез. докл. 3-й Росс.-Бел. конф. 14–15 ноября 2017 г., (Нижний Новгород, Россия, 2017), с. 20.
6. Д. Г. Павельев, Ю. И. Кошуринов, А. С. Иванов, и др. // ФТП, **46**(1), 25 (2012).

Исследование пьезоэлектрических свойств легированных азотом углеродных нанотрубок для разработки наногенераторов

М. В. Ильина^{1,*}, О. И. Соболева², М. Р. Польшвинова^{1,2}, О. И. Ильин^{1,2}

¹ Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

² Южный федеральный университет, Лаборатория технологии функциональных наноматериалов, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

*mailina@sfedu.ru

В работе представлены результаты исследования пьезоэлектрических свойств легированных азотом углеродных нанотрубок (N-УНТ), выращенных при разном соотношении технологических газов ацетилена и аммиака. Показано, что данное соотношение существенным образом влияет на величину пьезоэлектрического модуля N-УНТ (от 11 до 27 пм/В), что связано с изменением концентрации азота и типа формирующихся дефектов. Установленная закономерность позволяет управлять значением пьезоэлектрического модуля путем изменения соотношения технологических газов. Полученные результаты могут быть использованы при разработке пьезоэлектрических наногенераторов на основе легированных азотом углеродных нанотрубок.

Введение

Идея преобразования энергии окружающей среды в электрическую энергию для питания маломощных портативных устройств постепенно находит реализацию при создании наногенераторов [1]. В основу работы таких устройств, как правило, положен пьезоэлектрический эффект в наноразмерных материалах. Легированные азотом углеродные нанотрубки (N-УНТ) в сочетании с высокими прочностью и упругостью обладают аномально высоким пьезоэлектрическим модулем, что открывает широкие перспективы их использования при создании пьезоэлектрических наногенераторов [2, 3]. Как нами было показано ранее, основным фактором, влияющим на пьезоэлектрический модуль N-УНТ, является концентрация легирующей примеси азота пиррольного типа, приводящего к формированию бамбукообразных «перемычек» в полости нанотрубок [3]. В свою очередь, бамбукообразные «перемычки» являются источником поляризации, вызванной искривлением образующих их графеновых плоскостей. При этом концентрация азота пиррольного типа зависит от соотношения прекурсоров углерода и азота в процессе роста нанотрубок.

Целью данной работы является исследование влияния соотношения прекурсоров на пьезоэлектрические свойства N-УНТ.

Методика исследования

Массивы N-УНТ выращивались методом плазмохимического осаждения из газовой фазы в потоках ацетилена 35 сссм и аммиака от 35 до 350 сссм. Соотношение потоков ацетилена и аммиака изменялось от 1:1 до 1:10. Температура роста составляла 550 °С. В качестве проводящего подслоя выступала пленка молибдена толщиной 100 нм. Изображения растровой электронной микроскопии (РЭМ) массивов N-УНТ, выращенных при соотношении потоков 1:1 и 1:10, показаны на рис. 1.

Для характеристики пьезоэлектрических свойств N-УНТ методом силовой микроскопии пьезоотклика (СМП) измерялся пьезоэлектрический модуль d_{33} ,

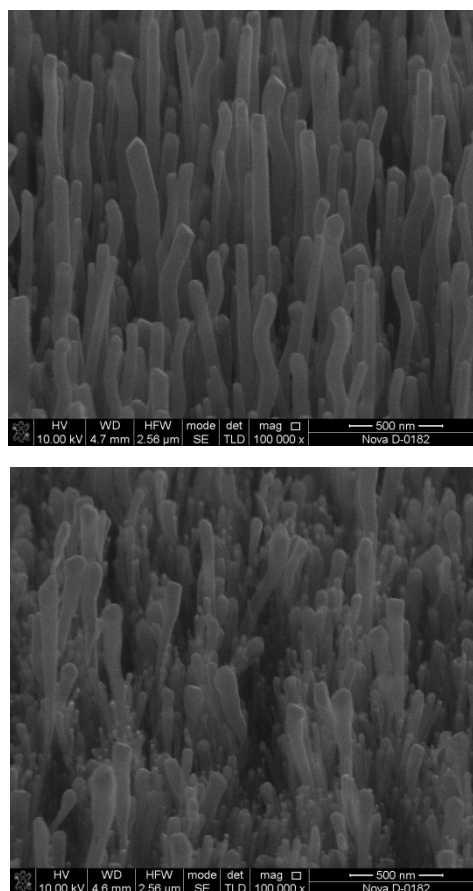


Рис. 1. РЭМ-изображения массивов N-УНТ, выращенных при соотношении потоков ацетилена и аммиака 1:1 (вверху) и 1:10 (внизу)

описывающий отношение продольной механической деформации N-УНТ к приложенному переменному напряжению $U = 10 + 3(\sin 5000t)$ В.

Результаты и обсуждение

Анализ РЭМ-изображений показал, что изменение соотношения потоков ацетилена и аммиака существенным образом влияет на диаметр N-УНТ. Так при увеличении соотношения потоков от 1:1 до 1:6 средний диаметр N-УНТ уменьшался от 92 до 42 нм,

а при дальнейшем увеличении соотношения разброс N-УНТ по диаметрам начинал увеличиваться и составлял от 20 до 98 нм в одном массиве (см. рис. 1). Данная зависимость, вероятно, обусловлена изменением концентраций свободного углерода и азота в процессе роста.

При этом исследование методом СМП показали, что величина пьезоэлектрического модуля d_{33} N-УНТ росла от 11 до 27 пм/В при увеличении соотношения газов от 1:1 до 1:6, а затем уменьшалась до 13 пм/В при увеличении соотношения до 1:10 (рис. 2). Увеличение пьезоэлектрического модуля при соотношениях от 1:1 до 1:6 коррелирует с результатами предыдущего исследования [3] и связано, предположительно, с увеличением концентрации азота пиррольного типа в N-УНТ. Так, ранее нами было показано, что встраивание атомов азота пиррольного типа приводит к формированию «бамбукообразных» перемычек в полости N-УНТ, представляющих собой изогнутую графеновую плоскость с ненулевым дипольным моментом [4]. Поляризация нанотрубки, в свою очередь, представляет собой сумму дипольных моментов всех «перемычек», количество которых увеличивается с увеличением концентрации азота пиррольного типа.

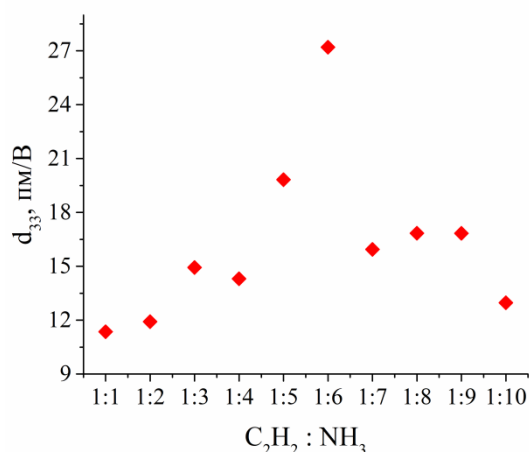


Рис. 2. Зависимость пьезоэлектрического модуля d_{33} N-УНТ от соотношения технологических газов в процессе роста

Дальнейшее уменьшение величины d_{33} при увеличении соотношения от 1:6 до 1:10, вероятно связано с изменением диаметра N-УНТ. Так, в процессе измерения d_{33} методом СМП контакт зонда осуществлялся к наиболее высоким нанотрубкам, обладающим достаточно большим диаметром (до 98 нм). Увеличение диаметра N-УНТ, в свою очередь, могло приводить к уменьшению пьезоэлектрических свойств из-за уменьшения кривизны бамбукообразных «перемычек» в полости N-УНТ [4]. Однако требуется проведение дополнительных исследований для проверки данного предположения.

Заключение

Таким образом, установлено, что величиной пьезоэлектрического модуля N-УНТ можно управлять путем изменения соотношения технологических потоков ацетилена и аммиака, что связано с одновременным изменением концентрации легирующей примеси азота пиррольного типа и диаметра нанотрубки. Установленные зависимости могут быть использованы при разработке энергоэффективных пьезоэлектрических наногенераторов на основе легированных азотом УНТ.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 22-79-10163 (<https://rscf.ru/project/22-79-10163/>) в Южном федеральном университете.

Литература

1. N. Gogurla, S. Kim // *Energy Mater.*, 2100801, 1 (2021).
2. M. V. Il'ina, O. I. Il'in, A. V. Guryanov *et al.* // *Mater. Chem. C*, **9** (18), 6014 (2021).
3. M. V. Il'ina, O. I. Il'in, O. I. Osotova *et al.* // *Carbon*, **190**, 348 (2022).
4. M. V. Il'ina, O. I. Soboleva, N. N. Rudyk, *et al.* // *J. Adv. Dielect.*, **12**, 2241001 (2022).

Синтез квантовых точек InAs в кремнии и исследование оптических свойств

И. В. Илькив^{1,2,*}, В. В. Лендяшова², В. Г. Талалаев³, Б. Р. Бородин⁴,
Р. Р. Резник¹, Г. Э. Цырлин^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

² Санкт-Петербургский академический университет им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021, Россия

³ Max-Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg str., 2, Halle (Saale), 06120, Germany

⁴ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

* fiskerr@gmail.com

Исследовано формирование InAs-островков на кремнии при толщинах осажденного материала 0.3–2 монослоя. Продемонстрирована возможность создания полупроводниковых гетероструктур на основе полностью внедренных в кремний InAs квантовых точек. Полученные гетероструктуры демонстрируют фотолюминесценцию в области 1.6 мкм.

Введение

Разработка и создание оптоэлектронных интегральных схем на основе кремния и материалов A^3B^5 представляет значительный интерес, поскольку может существенным образом повысить быстродействие вычислительных систем и снизить энергопотребление [1, 2]. Несмотря на достигнутые результаты, связанные с развитием технологии склеивания полупроводниковых пластин [3], монолитная интеграция путем прямого синтеза A^3B^5 наноструктур на кремниевых подложках по-прежнему представляет высокий научный интерес. Получение высококачественных, т. е. без- или малодислокационных планарных структур, остается достаточно сложной с технологической точки зрения задачей, поскольку, как правило, основывается на росте толстых буферных слоев со множеством фильтр-вставок [4]. В свою очередь, рост на кремнии структур пониженной размерности — квантовых точек (КТ) — может позволить избежать вышеотмеченных сложностей. В этой связи внедрение A^3B^5 квантовых точек в кремний путем эпитаксиального роста представляет особый интерес.

В настоящей работе представлены результаты по исследованию процессов роста InAs-островков на поверхности кремния и формирования на их основе структур с полностью внедренными в кремний квантовыми точками.

Эксперимент

Синтез образцов осуществлялся в едином технологическом цикле методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на установке Riber 21EB200. Предростовая подготовка подложек кремния включала химическую обработку модифицированным методом Ширази и высокотемпературный отжиг в камере установки МПЭ. Далее при температуре 600 °С осуществлялось формирование буферного слоя Si толщиной 50 нм с последующим термическим отжигом при 1200 °С. После этого температура понижалась до 400 °С, и осуществлялся рост InAs КТ. Затем производилось двухэтапное формирование покрывного слоя Si толщиной 30 нм.

Исследование морфологических особенностей полученных образцов осуществлялось с применением атомно-силовой (АСМ) и просвечивающей микроскопии (ПЭМ). Исследование оптических свойств было выполнено с помощью низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ).

Результаты и обсуждение

В результате выполненных работ была продемонстрирована возможность формирования InAs-островков на поверхности кремния при эквивалентной толщине осажденного материала 0.3 монослоя (МС). Было установлено, что InAs островки имели бимодальное распределение по размерам. Относительно маленькие островки обладали пирамидальной формой с диаметром порядка 40 нм и высотой 5 нм, в то время как более большие островки диаметром около 100 нм и высотой 15 нм обладали выраженной огранкой. Поверхностная плотность составляла $6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ и $1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ для InAs-островков с меньшим и большим размером соответственно. С увеличением эффективной толщины осажденного материала до 2 МС бимодальное распределение сохранялось. При этом было обнаружено увеличение средних размеров островков, а также уменьшение соотношения числа островков меньшего и большего размеров.

Исследование оптических свойств показало, что образцы с полностью внедренными в кремний InAs КТ могут демонстрировать ФЛ в области 1.6 мкм при температурах до 130 К. Кроме того, было обнаружено увеличение интенсивности ФЛ и длинноволновый сдвиг пика ФЛ при уменьшении эффективной толщины осажденного InAs.

Таким образом, была продемонстрирована возможность формирования InAs КТ в кремнии методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Полученные гетероструктуры представляют высокий интерес для создания новых оптоэлектронных устройств на кремнии.

Финансирование

Синтез образцов был выполнен в рамках исследовательского гранта СПбГУ № 94031047.

Литература

1. D. Thomson, A. Zilkie, J. E. Bowers *et al.* // *J. Opt.*, **18**, 073003 (2016).
2. X. Chen, M. M. Milosevic, S. Stanković *et al.* // *Proceedings of the IEEE*, **106**, 2101 (2018).
3. A. Sakanas, E. Semenova, L. Ottaviano *et al.* // *Microelectron. Eng.*, **214**, 93 (2019).
4. M. Liao, S. Chen, J. S. Park *et al.* // *Semicond. Sci. Technol.*, **33**, 123002 (2018).

Эпитаксиальный рост 3D топологического изолятора $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ методом МЛЭ

Д. В. Ищенко^{1,*}, И. О. Ахундов¹, В. А. Голяшов^{1,2}, К. А. Кох^{3,4}, Н. С. Степина¹,
С. П. Супрун¹, А. С. Тарасов¹, Е. В. Федосенко¹, О. Е. Терещенко^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, ул. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

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

³ Институт геологии и минералогии СО РАН, ул. Ак. Коптюга, 3, Новосибирск, 630090

⁴ Кемеровский государственный университет, ул. Красная, 6, Кемерово, 650000

* ischenkod@isp.nsc.ru

Предложен метод эпитаксиального роста тонких пленок топологического изолятора $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ на подложках Si(111) через буферный слой Bi_2Te_3 . Показано влияние технологических параметров роста на морфологию поверхности пленок. Представлены данные по электрофизическим параметрам и фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением полученных пленок.

Введение

Интерес к топологическим изоляторам (ТИ) не уменьшается с момента их открытия в 2007 году. ТИ — это такие материалы, проводимость которых определяется поверхностными состояниями вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Эти состояния описываются нечетным числом конусов Дирака, что было экспериментально подтверждено для многих халькогенидов, таких как Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 . Однако большая объемная проводимость затрудняет их исследование. Одним из вариантов решения проблемы является получение тройных и четверных соединений, таких как $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ (BSTS). В работе [1] впервые был предложен вариант роста BSTS методом молекулярно-лучевой эпитаксии, который заключается в следующем: пассивация оборванных связей на поверхности подложки в потоке селена, рост буферного слоя Bi_2Se_3 и непосредственный рост BSTS из элементных источников. Авторы рассмотрели процесс роста на различных подложках, таких как Al_2O_3 , GaAs, SrTiO₃. Одним из недостатков роста из элементных источников является большое отношение потоков θ элементов V и VI групп, которое может достигать значений порядка 100. Как было показано, например, в [2], при росте бинарных соединений отношение потоков θ близко к 1 при использовании источника бинарного соединения, например, Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 и дополнительного источника VI групп.

Цель работы заключалась в разработке технологии роста пленок BSTS на подложках Si(111) и определение оптимальных технологических параметров роста пленок в процессе МЛЭ.

Методика роста

Рост пленок производился в установке МЛЭ «Ангара», схематичное изображение которой указано на рис. 1, А. В качестве подложек использовались очищенные методом RCA подложки Si(111). Пассивация оборванных связей производилась потоком Te (6N 99,9999%). Буферный слой Bi_2Te_3 был выращен из элементных источников Te и Bi (6N 99,9999%). Для роста BSTS использовался источник соединения BiSbTeSe_2 , выращенный методом Бриджмена, и дополнительный источник Te. Отношение потока Bi к потоку Te составило $\theta \approx 10$ при росте буферного слоя,

а отношение потоков $\theta_{\text{BSTS/Te}} \approx 1$ при росте BSTS. Толщина буферного слоя составляла $\sim 2-4$ нм. Время роста и качество растущих слоев контролировалось по картинам дифракции быстрых электронов (ДБЭ), вставка на рис. 1, В. Температура подложки T_{sub} изменялась в диапазоне (370–395) °C, температура T_{BSTS} источника BSTS — (230–240) °C. Толщины пленок d , определенные по результатам измерений атомно-силовой микроскопии (АСМ), лежали в диапазоне от 5 до 60 нм.

Для понимания процесса формирования пленки, были сравнены морфологии поверхности в зависимости от толщины пленки при $T_{\text{BSTS}} = 240$ °C и $T_{\text{sub}} = 370$ °C. Исследования морфологии поверхности методом АСМ показало, что среднеквадратичная шероховатость (rms) поверхности пленок толщиной $d \sim 15$ нм и 26 нм равна примерно $\text{rms} = 1.4$ нм на площади $S = 4$ мкм² и увеличивается до $\text{rms} = 2.4$ нм для пленки с $d \sim 60$ нм той же площади. Поверхностные пирамидоподобные островки, происходящие от винтовых дислокаций, наблюдались для всех пленок, причем чем больше толщина пленки, тем больше латеральный размер пирамид и, соответственно, меньше их количество. Это указывает на способность островков к коалесценции в процессе роста. Измерения рельефа поверхности методом АСМ показали, что повышение температуры подложки приводит к уменьшению количества пирамид и сглаживанию рельефа пленки. Одновременное повышение температуры подложки и скорости роста приводит к трехмерному росту, с поликристаллическими или аморфными картинами ДБЭ.

Для измерения электронной структуры поверхности пленок BSTS были проведены измерения фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) ex-situ для двух образцов различного состава и типов проводимости. Образцы предварительно обрабатывались в растворе HCl-iPA для удаления с поверхности собственных оксидов и загрязнений. На рис. 1, D представлены спектры ФЭСУР, измеренные на поверхности подготовленной пленки BSTS в направлении М-Г-М. На поверхности образца $\text{Bi}_{1.3}\text{Sb}_{0.7}\text{Te}_{2.4}\text{Se}_{0.6}$ *n*-типа четко видны состояния дна объемной зоны проводимости (СМВ), топологические поверхностные состояния (ТСС) с квазилинейным спектром в запрещенной зоне и дисперсия объемной валентной зоны (VB). В пленке *p*-типа $\text{Bi}_{1.1}\text{Sb}_{0.9}\text{Te}_{1.9}\text{Se}_{1.1}$ не было видно

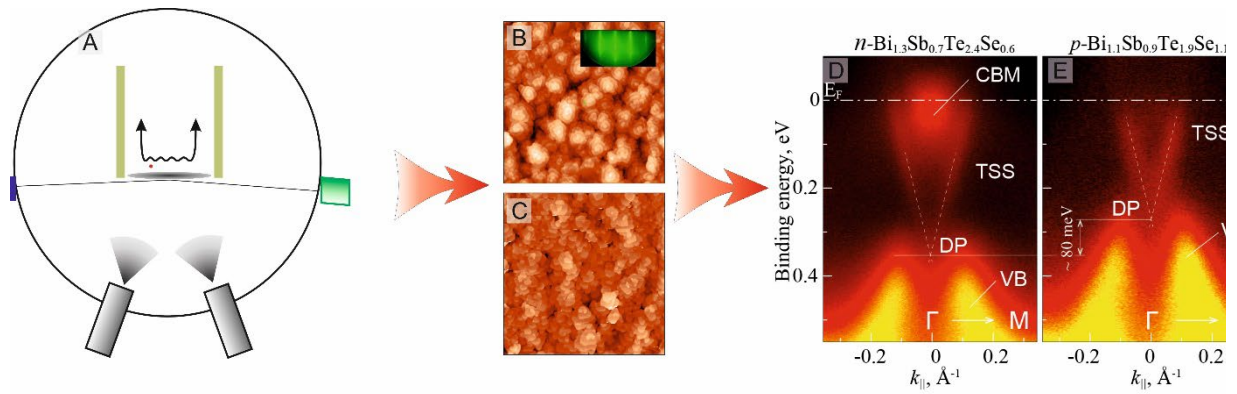


Рис. 1. *A* — схематичное изображение установки МЛЭ, *B* — АСМ-изображение поверхности пленки BSTS при $T_{\text{sub}} = 345^\circ\text{C}$, $T_{\text{BSTS}} = 230^\circ\text{C}$ (на вставке — картина ДБЭ после роста перед охлаждением), *C* — АСМ-изображение поверхности пленки BSTS при $T_{\text{sub}} = 370^\circ\text{C}$, $T_{\text{BSTS}} = 230^\circ\text{C}$, *D* — спектры ФЭСУР пленки BSTS n -типа проводимости и *E* — спектры ФЭСУР пленки BSTS p -типа проводимости

состояний зоны проводимости (рис. 1, *E*). Таким образом, положение уровня Ферми находится в запрещенной зоне, но близко к СМВ, что указывает на изгиб зоны вниз на поверхности пленки на $\sim 0,2$ эВ. Изгиб поверхностной зоны приводит к тому, что положение точки Дирака (DP) топологических поверхностных состояний отличается всего на ~ 80 мЭВ для пленок разного типа проводимости. Поскольку в спектрах РФЭС после подготовки поверхности образца не было обнаружено сдвигов основного уровня, положения уровней Ферми на поверхности, измеренные в спектрах ФЭСУР, можно считать такими же, как и на окисленных поверхностях.

Из полученных результатов можно сделать вывод, что условия роста для образца, представленного на рис. 1, *C*, являются наиболее оптимальными, что подтверждается измерениями холловской подвижности,

которая оказалась самой высокой из всех представленных образцов (~ 700 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{c}$).

Основные результаты работы опубликованы в статье [3].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-22-20074 и Министерства науки и инновационной политики Новосибирской области.

Литература

1. T. Mayer *et al.* // Phys. Rev. Mat., **5**(1), 014202 (2021).
2. G. Springholz *et al.* // Phys. Rev. Mat., **5**(2), 054202 (2018).
3. N. P. Stepina *et al.* // Crys. Gr. & Des. Art., **22**(12), 7255 (2022).

Фоточувствительность пленок PbSnTe:In в дальнем ИК-диапазоне

Д. В. Ищенко^{1,*}, А. Э. Климов^{1,2,**}, В. А. Голяшов^{1,3}, Н. С. Пачин¹, С. П. Супрун¹, В. Н. Шерстякова¹, О. Е. Терещенко^{1,3}

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

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

³ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

*miracle4348@gmail.com, **klimov@isp.nsc.ru

В безфоновых условиях при $T = 4,2$ К исследована чувствительность пленок PbSnTe:In к излучению низкотемпературного источника излучения типа «абсолютно черное тело» (АЧТ), прямым способом определено минимальное температурное разрешения по источнику излучения с $T_{\text{АЧТ}} \sim 70$ К и оценена величина мощности эквивалентной шуму.

Твердый раствор $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ исследуется с начала 60-х годов прошлого века, его свойства описаны в многочисленных оригинальных статьях и обобщены не в одном десятке различных обзоров и книг. Ширина запрещенной зоны E_g линейно зависит от состава PbSnTe с инверсией разрешенных зон при $x_{\text{inv}} \cong 0.35$ ($T = 0$) [1], где $E_g = 0$. Вблизи x_{inv} наблюдается ряд интересных особенностей PbSnTe, в том числе связанных со свойствами кристаллических топологических изоляторов. Отдельный интерес представляет то, насколько далеко можно продвинуться в инфракрасную и, возможно, субмиллиметровую спектральную область чувствительности приемников излучения (ПИ) на основе PbSnTe на межзонных переходах за счет приближения состава к x_{inv} . Сложность этого вопроса связана как с зависящим от x положением уровня Ферми даже в идеально однородном по x образце (что невозможно), так и с особенно важными вблизи $E_g = 0$ реальными неоднородностями в PbSnTe, в том числе связанными с легированием, включая легирование индием. В ряде работ, например [2], обнаружена фоточувствительность PbSnTe вплоть до 200–300 мкм и более, однако нет доказательств того, что она имеет межзонную, а не примесную природу. В настоящей работе исследована чувствительность пленки PbSnTe:In к источнику излучения с криогенной температурой, что косвенно свидетельствует о малой оптической E_g . Помимо этого, хотя это и не позволило непосредственно определить E_g , оценены предельные параметры таких ПИ при сверхнизких температурах «сцены», для которых, в частности, предназначены длинноволновые ПИ.

Образцы и эксперимент

Были исследованы макеты ПИ на основе полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии пленок PbSnTe:In/BaF₂ [3] с составом $x \sim 0,3$ и содержанием In $\sim 1,2$ ат.%. Контакты к площадке размером $\sim 1.0 \times 1.0$ мм созданы пайкой In. Из-за гигантских постоянных времени и, как показано далее, чувствительности ПИ даже к излучению поверхностей с $T < 80$ К, особое внимание в эксперименте было уделено тому, чтобы на ПИ попадало только излучение абсолютно черного тела (АЧТ). Это достигалось путем особой конструкции измерительного стенда, схематично показанного на рис. 1, а.

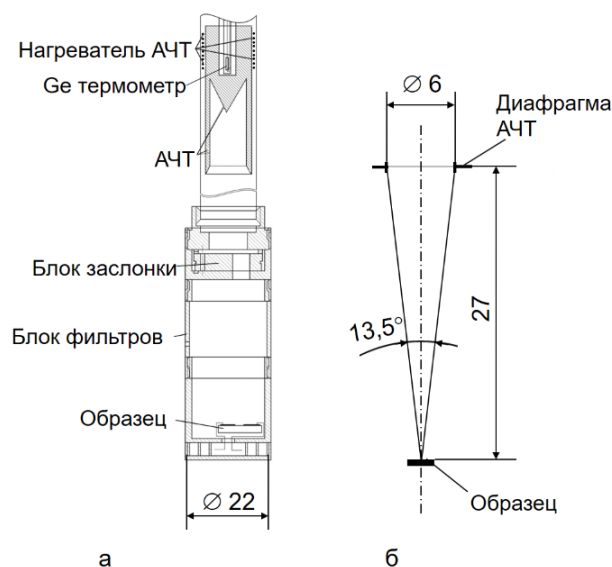


Рис. 1. Измерительный стенд (а) и схема взаимного расположения выходной диафрагмы АЧТ и образца (б)

Образец и заслонка АЧТ располагались в транспортном сосуде Дьюара непосредственно в жидком гелии (LHe) при $T = 4,2$ К, а излучатель АЧТ — примерно на 20 см выше уровня LHe. Это позволило нагревать АЧТ, находящееся в парах He, вплоть до $T > (80-120)$ К без значимого увеличения расхода LHe. Отсутствие неконтролируемых фоновых засветок ПИ было проверено отсутствием фототока при открытой заслонке АЧТ с таким расположением стенда в сосуде Дьюара, при котором $T_{\text{АЧТ}} < 30$ К. На рис. 1, б схематично показано взаимное расположение выходной диафрагмы АЧТ и образца ПИ, позволяющее рассчитать абсолютную величину потока излучения на ПИ. Температура полости АЧТ, выполненного из меди с антиотражающим покрытием, контролировалась германиевым термометром сопротивления. К спирали нагревателя АЧТ прикладывалось одновременно постоянное напряжение и пилообразное напряжение с генератора с периодом 100 с. При этом $T_{\text{АЧТ}}$ изменялась с таким же периодом по закону, близком к синусоидальному. Далее будут приведены результаты для среднего значения $T_{\text{АЧТ}} = 70,5$ К с периодическим отклонением от него $\Delta T_{\text{АЧТ}} = \pm 0.075$ К.

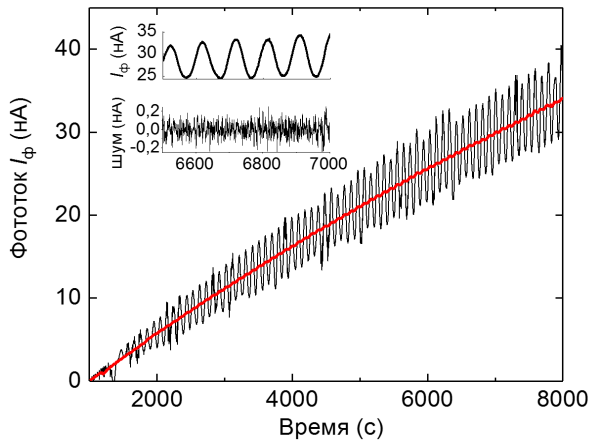


Рис. 2. Временные зависимости фототока $I_{\Phi}(t)$. Заслонка АЧТ открыта при $t = 1000$ с. Красная сплошная кривая — усредненное («сглаженное») значение $I_{\Phi}(t)$. Вставки: $I_{\Phi}(t)$ (верхняя) и шумовая компонента $I_{\Phi}(t)$ (нижняя) в интервале $t = 6500\text{--}7000$ с. Детали см. в тексте

На рис. 2 приведена временная зависимость тока через образец $I_{\Phi}(t)$. Напряжение на образце равнялось 12,5 В. Заслонка АЧТ была открыта в момент $t = 1000$ с, генератор включен в момент $t = 1300$ с. На фоне медленного сублинейного увеличения со временем среднего значения I_{Φ} (показано красной сплошной кривой) видна переменная компонента I_{Φ} , обусловленная периодическим изменением $T_{\text{АЧТ}}$. Неоднородности на этой компоненте вызваны аппаратными шумами. На верхней вставке показан фрагмент зависимости $I_{\Phi}(t)$, где такие шумы (неоднородности) отсутствуют. Дальнейшие оценки параметров ПИ сделаны для участков зависимости $I_{\Phi}(t)$ такого типа. В левой части вставки периодическое отклонение $I_{\Phi}(t)$ от среднего составляет $\Delta I_{\Phi}(t) = \pm 3,65$ нА, в правой $\Delta I_{\Phi}(t) = \pm 4,65$ нА. Следовательно, соответствующие значения «температурной чувствительности» S_T составляют $S_T \sim 48$ нА/К и $S_T \sim 62$ нА/К.

На нижней вставке рис. 2 показана временная зависимость шума, полученная математической обработкой с применением фильтра Савицкого — Голея с сглаживанием $\Delta I_{\Phi}(t)$ по 50 точкам и вычитания полученного результата из $\Delta I_{\Phi}(t)$. За уровень шума примем рассчитанное для нижней вставки стандартное отклонение от среднего, равное 0,08 нА. Тогда для приведенных выше значений S_T получим разность температур, эквивалентную шуму, $\text{NE}\Delta T = 0,0017$ К и 0,0013 К соответственно.

Подчеркнем, что эти цифры относятся к конкретным условиям измерений, схематично показанным на рис. 1, б и аналогичных использованию оптической системы с относительным отверстием 6:27.

Оценим пороговый поток. С учетом малости $\Delta T_{\text{АЧТ}}$ переменная компонента интегральной светимости $R_{\text{АЧТ}} = \sigma \cdot T_{\text{АЧТ}}^4$ равна

$$\Delta R_{\text{АЧТ}} \cong 4 \cdot \frac{\Delta T_{\text{АЧТ}}}{T_{\text{АЧТ}}} \cdot R_{\text{АЧТ}},$$

а шумовая полоса $\Delta f = 1/(4 \cdot \tau)$, где $\tau = 0,5$ с — постоянная времени амперметра. Тогда с учетом рис. 1, б, получим для интегрального порогового потока значение $P = (1,8\text{--}2,3) \cdot 10^{-12}$ Вт·Гц $^{-0,5}$.

Финансирование

Исследования поддержаны грантом РФФ № 22-12-20024.

Литература

1. J. O. Dimmock, I. Melngailis and A. J. Strauss // *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 1193 (1966).
2. N. Akimov, V. S. Epov, A. E. Klimov *et al.* // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series*, **946**, 012016 (2018).
3. E. V. Fedosenko, A. E. Klimov, D. V. Krivopalov *et al.* // *Appl. Surface Sci.*, **78**, 413 (1994).

СВЧ-фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

А. С. Казаков^{1,*}, С. Н. Чмырь¹, А. В. Галеева¹, А. И. Артамкин¹, С. А. Дворецкий², Н. Н. Михайлов², М. И. Банников³, С. Н. Данилов⁴, Л. И. Рябова⁵, Д. Р. Хохлов^{1,3}

¹ Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия

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

³ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991, Россия

⁴ Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия

⁵ Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991, Россия

*askazakov@physics.msu.ru

В работе обнаружена положительная фотопроводимость, стимулированная микроволновым излучением, в структурах на основе топологической фазы твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.16$). Амплитуда эффекта существенна вблизи температуры жидкого гелия и резко спадает по мере повышения температуры. В работе предложен возможный механизм проявления положительной фотопроводимости в топологической фазе изучаемых структур.

Введение

Электронный транспорт в топологических материалах на протяжении последних лет является объектом повышенного интереса и активно исследуется. Сильное спин-орбитальное взаимодействие, характерное для таких соединений, приводит к инверсии энергетических термов, соответствующих валентной зоне и зоне проводимости, и, как следствие, к возникновению особенности на границе. Электронные состояния, с необходимостью возникающие на краю топологической фазы, характеризуются линейным дираковским законом дисперсии для безмассовых частиц. Кроме того, направления спина электрона и его квазиимпульса оказываются жестко связанными, что, по крайней мере в теории, препятствует рассеянию назад.

Топологическая фаза твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, реализуемая в области составов $x < 0.16$, характеризуется низкими концентрациями носителей заряда в объеме, ввиду чего в этих объектах удалось зарегистрировать положительную терагерцовую фотопроводимость, обладающую рядом характерных особенностей [1–3]. При этом красная граница эффекта фотопроводимости в терагерцовой области экспериментально не наблюдалась. В настоящей работе исследована фотопроводимость в эпитаксиальных пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром при фотовозбуждении в СВЧ-диапазоне.

Методика эксперимента

Исследованные гетероструктуры синтезированы на полуизолирующей подложке GaAs [013] с буферными слоями CdTe и ZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Рабочий слой структур представляет собой твердый раствор $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($0.12 < x < 0.16$) толщиной ~ 4 мкм. Верхний слой пленки — закрывающий слой CdTe толщиной ~ 40 нм. Все образцы характеризуются n -типом проводимости. Значения концентрации свободных электронов в объеме активного слоя структуры составляют $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. Подготовка образцов к измерениям осуществлялась с помощью безмасковой фотолитографии. Электрические контакты изготовлены посредством индиевой пайки. Исследование фотопроводимости

проведено в условиях возбуждения излучением диода Ганна с частотой 50 ГГц и мощностью 10 мВт в широком температурном диапазоне — от 4.2 К до 300 К. Все измерения проведены в рамках 4-контактной геометрии.

Результаты

Температурные зависимости удельного сопротивления структуры как в условиях фотовозбуждения, так и в отсутствие микроволнового излучения представлены на рис. 1.

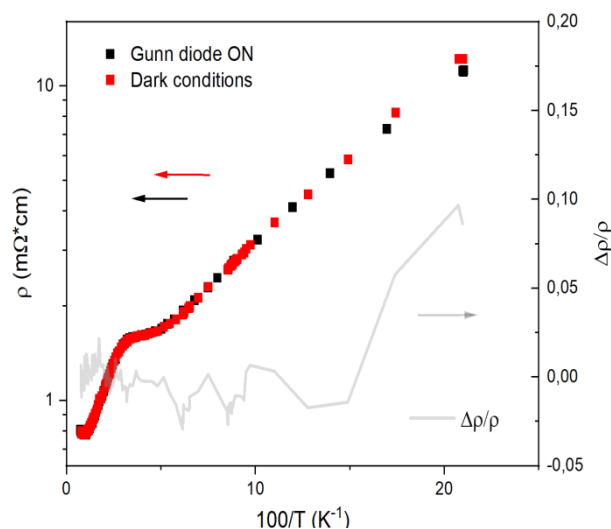


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ при $x = 0.13$ (левая ось ординат) в условиях фотовозбуждения с частотой 50 ГГц (черный) и в темновых условиях (красный). Серая кривая и правая ось ординат соответствуют нормированному изменению удельного сопротивления при подсветке диодом Ганна

Эффект фотопроводимости заметно проявляется только в низкотемпературной области, а характерная величина эффекта существенно меньше масштаба изменения удельного сопротивления в широком температурном диапазоне. Нормированная разность удельных сопротивлений в темновых условиях и в условиях фотовозбуждения при низких температурах достигает 10% и по мере повышения температуры

быстро затухает, не превышая уровень шума при $T > \sim 7$ К.

Также отметим наличие двух активационных участков на температурной зависимости в области низких (4.2–15 К) и сравнительно высоких (30–90 К) температур. Соответствующие энергии активации составляют 2.2 мэВ и 6.5 мэВ. Кроме того, высокотемпературный участок зависимости содержит минимум при $T \sim 100$ К.

Обсуждение результатов

Экстремум зависимости $\rho(T)$ в высокотемпературной области обусловлен переходом рабочего слоя структуры $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.13$) из бесщелевого состояния с инвертированной зонной структурой в состояние с прямым энергетическим спектром. Критическая температура T^* соответствует касанию спинотщепленной подзоны легких дырок и электронной зоны.

Обсудим возможные механизмы проявления эффекта положительной фотопроводимости. Прежде всего, положительная фотопроводимость не может быть обусловлена межзонной генерацией носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости, т. к. расчетная энергия Ферми в рабочем слое структуры на порядок превышает энергию кванта падающего излучения.

Один из возможных механизмов реализации эффекта положительной фотопроводимости связан с проявлением болометрического эффекта. Однако эта возможность представляется маловероятной, ввиду экспоненциального характера температурной зависи-

мости сопротивления вплоть до 20 К, в то время как положительная фотопроводимость зарегистрирована при $T < \sim 7$ К.

Альтернативная возможность реализации эффекта положительной фотопроводимости состоит в следующем. Поглощение падающего микроволнового излучения осуществляется свободными носителями заряда в объеме активного слоя структуры, которые в дальнейшем диффундируют в область гетероперехода между топологическим объемом пленки и тривиальным буфером. Носители в двумерных топологических электронных состояниях, ввиду малости эффективной массы, характеризуются высокой подвижностью. Следовательно, электроны, перешедшие в область гетероперехода из объема активного слоя структуры, приобретают более высокую подвижность, тем самым обуславливая эффект положительной фотопроводимости.

Финансирование

Исследования, проведенные в настоящей работе, поддержаны грантом РФФ № 19-12-00034.

Литература

1. A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, A. S. Kazakov *et al.* // *Beilstein J. Nanotechnol.*, **9**, 1035 (2018).
2. A. V. Galeeva, A. S. Kazakov, A. I. Artamkin, *et al.* // *Scientific Reports*, V. **10**, 2377 (2020).
3. A. S. Kazakov, A. V. Galeeva, A. I. Artamkin, *et al.* // *Scientific Reports*, V. **11**, (2021).

Акустический эффект Парселла в цилиндрических микрорезонаторах для эффективных источников одиночных фотонов

Д. Р. Казанов*, А. В. Пошакинский, Т. В. Шубина

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*kazanovdr@gmail.com

Предложена гибридная резонансная структура на основе GaAs/AlGaAs с InAs КТ для источника одиночных фотонов, состоящая из цилиндрического оптического брэгговского микрорезонатора, в активную область которого встроен акустический брэгговский микрорезонатор. Проведенное согласование между оптическим и акустическим резонаторами обеспечивает их эффективное взаимодействие на выделенной частоте. Акустооптическое взаимодействие по механизму деформационного потенциала в такой системе позволяет усиливать квази-резонансную накачку КТ на несколько порядков.

Введение

Источники одиночных фотонов с высокой эффективностью излучения являются перспективным элементом квантовых технологий. Для спектрального диапазона 900—950 нм чаще всего используют столбчатые микрорезонаторы с брэгговскими зеркалами на основе сверхрешеток AlGaAs/GaAs, внутри активной области которых помещают InAs квантовые точки. Цилиндрическая или конусообразная форма, а также высокоотражающие полупроводниковые зеркала, позволяют усилить излучение из квантовых точек и сформировать более узкую диаграмму направленности по сравнению с квантовыми точками как в объемном полупроводнике, так и в планарной брэгговской структуре.

Для получения наилучших квантово-оптических характеристик, таких как корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(0)$ и степень неразличимости в микрорезонаторах с квантовыми точками, как правило, используется резонансная накачка. Для ее реализации требуются различные оптические схемы с фильтрами, существенно снижающие интенсивность выходного сигнала и соответствующую эффективность излучения. Альтернативным методом является квази-резонансная накачка с отстройкой возбуждения на энергию оптического или акустического фона [1].

В данной работе мы предлагаем гибридную резонансную структуру, в которой акустический брэгговский нанорезонатор встроен внутри активной области оптического брэгговского микрорезонатора [2, 3] для контроля квантования спектра продольных акустических LA-фононов и усиления его взаимодействия с оптическими возбуждениями.

Исследуемая система и метод расчета

Для исследования эффекта усиления акустооптического взаимодействия нами был выбран типовой цилиндрический оптический брэгговский резонатор на основе GaAs/AlGaAs (рис. 1). Для подбора геометрических параметров для оптической моды с энергией, близкой к оптическому переходу в InAs КТ (~925 нм), нами был произведен предварительный численный расчет в Comsol Multiphysics с учетом столбчатой формы микрорезонатора, так как анали-

тический расчет для плоских слоев методом матриц переноса дает ошибку на ~5%.

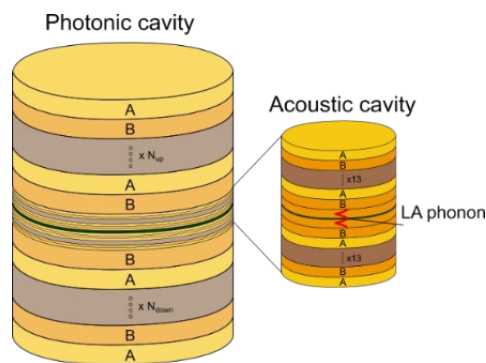


Рис. 1. Пример исследуемого оптического брэгговского микрорезонатора типа A/B-A-B/A со встроенным в активную область акустическим микрорезонатором такого же типа, где A — GaAs, B — AlGaAs

Активная оптическая область выбиралась размером λ/n , чтобы максимум электрического поля совпал пространственно с областью, где расположен слой квантовых точек. В эту же активную область нами производилась вставка акустического резонатора.

Для расчета параметров акустического резонатора [2] мы использовали метод матриц переноса, применение которого оказалось возможным для акустических волн. Акустические матрицы переноса через интерфейс и слой A или B в базисе волн бегущих слева и вправо представлены как

$$T_{AB} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + N^{-1} & 1 - N^{-1} \\ 1 - N^{-1} & 1 + N^{-1} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$T_{A,B} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\omega}{s_{A,B}}d_{A,B}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\omega}{s_{A,B}}d_{A,B}} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $N = \frac{\rho_B s_B}{\rho_A s_A}$, $\rho_{A,B}$ — плотности материалов A и B, $s_{A,B}$ — скорость звука материалов A или B, ω — частота. Таким образом, произведение матриц переноса через всю структуру позволяет определить коэффициенты прохождения и отражения, а также пространственное распределение акустической волны $\Phi = te^{ikz} + re^{-ikz}$ в резонаторе. Параметры акустического резонатора подбирались таким образом, чтобы частота LA-фонона соответствовала энергии ~1 мэВ,

то есть толщинам 4.6 нм и 5.5 нм для GaAs и AlGaAs соответственно. Эти толщины легко реализуются методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Увеличение энергии первого акустического фонона до значений выше 2 мэВ затруднительно с технологической точки зрения из-за малой толщины слоев < 1 нм. На вставке к рис. 2 показан спектр отражения акустического микрорезонатора в окрестности первой запрещенной зоны. Провал в спектре соответствует энергии акустического LA-фонона 1 мэВ.

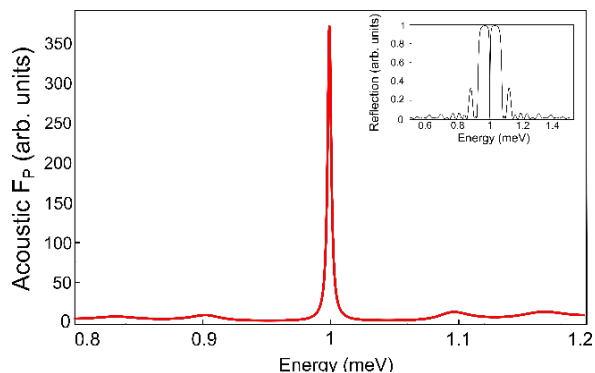


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления акустооптического взаимодействия для КТ, вставленной в акустический резонатор. Наблюдается эффект усиления силы взаимодействия на несколько порядков. На вкладке показан спектр отражения акустического резонатора с провалом на частоте LA-фонона

Взаимодействие между оптическими возбуждениями и акустическим фононом происходит по механизму деформационного потенциала, который резонансно усиливается вблизи энергии оптического перехода. Интенсивность фотолюминесценции выражается как

$$PL \sim \left| \int \text{div } \Phi |E|^2 dV \right|^2. \quad (3)$$

Таким образом, для усиления взаимодействия и максимизации интеграла перекрытия требуется, чтобы максимум электрического поля в резонаторе соответствовал минимуму модуля поля акустической волны (максимум ее производной). Это условие накладывает ограничение на размеры активной области.

Используя подобранные геометрические параметры акустической системы и условие согласования ее с оптическим резонатором, мы произвели расчет усиления акустооптического взаимодействия (рис. 2). Видно, что при совпадении частоты, а также пространственного положения акустической и электрической волн, наблюдается усиление взаимодействия на несколько порядков, аналогично классическому эффекту Парселла для электрического поля в резонаторе. Такие гибридные резонансные структуры позволяют реализовать более эффективные источники одиночных фотонов путем отказа от использования дополнительных фильтрующих элементов в схемах возбуждения и регистрации.

Финансирование

Исследования частично поддержаны госкорпорацией «Росатом» в рамках дорожной карты «Квантовые вычисления» (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и контракт № R2152 от 19.11.2021). Д. К. выражает благодарность за стипендию Президента РФ СП-5068.2022.5.

Литература

1. S. L. Portalupi, G. Hornecker, V. Giesz *et al.* // *Nano Lett.*, **15**, 10, 6290-6294 (2015).
2. M. Trigo, A. Bruchhausen, A. Fainstein *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 227402 (2002).
3. A. Fainstein, N. D. Lanzillotti-Kimura, B. Jusserand *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 037403 (2013).

Особенности формирования эпитаксиальных слоев InGaN для оптоэлектронных устройств красного и ближнего ИК-диапазонов

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

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

* kalinnikov@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований особенностей формирования и фотолюминесценции эпитаксиальных слоев InGaN с содержанием In ~50–55%, выращенных на GaN/AlN/c-Al₂O₃ методом ПА МПЭ. Обнаружено, что в таких структурах по данным рентгеноструктурного анализа кроме основного пика от InGaN слоя наблюдались дополнительные сигналы от InN и металлического In, которые после удаления ионным травлением приповерхностной области (~100 нм) исчезают. Формирование этих фаз происходит только в приповерхностной области в результате термического разложения InGaN в процессе роста. Продемонстрировано, что в спектре рентгеновской дифракции от слоя InGaN при повышении его температуры роста до температуры начала активного разложения InN (~470 °С), наблюдаются сигналы от InGaN разного состава, которые не исчезают при сравнении InGaN слоя на различную глубину, что может свидетельствовать о процессах фазового распада во всем объеме слоя.

Введение

Твердый раствор нитрид индия-галлия (InGaN) является одним из наиболее перспективных материалов для широкого применения в современных системах телекоммуникации и отображения информации. В настоящее время технология роста эпитаксиальных слоев InGaN успешно развита только для составов с высоким содержанием Ga, на основе которых созданы оптоэлектронные устройства, работающие в синезеленой области спектра [1]. В то же время, в ИК-области спектра для систем связи представляют интерес устройства, работающие в одном из окон прозрачности оптоволокна (0.85, 1.3 и 1.55 мкм), а для современных систем отображения информации необходимы эффективные светодиоды, работающие во всей видимой области спектра.

Для продвижения в красную и ближнюю ИК область спектра необходимо развитие технологии формирования высококачественных структур на основе InGaN с содержанием In > 50%. Здесь основными трудностями являются: высокая плотность дефектов, низкая температура разложения, сегрегация In и фазовый распад (ФР). Долгое время считалось, что формирование однородных эпитаксиальных слоев InGaN во всем диапазоне составов возможно только за счет значительного снижения температуры роста, что отрицательно влияет на кристаллическое качество, электрофизические и оптические свойства материала. Тем не менее, коллективу авторов настоящей работы удалось получить однородные и оптически активные слои InGaN с содержанием 50% < In < 80%, не прибегая к низкотемпературному росту [2].

В работе представлены результаты исследований процессов фазового распада и разложения при формировании слоев InGaN с содержанием In 50–55% при различных температурах роста.

Методика эксперимента

Рост эпитаксиальных слоев InGaN проводился на подложках c-Al₂O₃ методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО «НТО»). На сапфировых подложках диаметром 2" со слоем Ti толщиной 400 нм, нанесен-

ым на обратную сторону, последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм), при температурах 820 и 710 °С соответственно. Далее осуществлялся рост слоя InGaN, с содержанием In 50–55% в азотообогащенных условиях (III/V~0.9). Рост слоев InGaN проходил при температурах роста T_g ~470–380 °С. Толщина InGaN слоев составляла ~700 нм. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа (РДА), фотолюминесценции (ФЛ). Для удаления верхней части слоев InGaN использовалось ионное (Ar⁺) травление. Глубина травления контролировалась с помощью оптического интерферометра TALYSURF CCI 2000.

Результаты и обсуждение

Спектры РД исследуемых образцов (рис. 1) демонстрируют широкий пик отражения [0004] от слоя InGaN, что может свидетельствовать как о неоднородности состава слоя InGaN, так и о низком кристаллическом качестве. Плотность дислокаций, определенная из полуширины отражений в направлении (0004) и в направлении (10–12), находится на уровне (2–4)·10¹¹ см⁻². В спектре РД образцов с InGaN слоем полученным при температуре > 380 °С (рис. 1), кроме сигнала от слоя InGaN, наблюдается рефлекс соответствующий фазе бинарного InN. После ионного травления приповерхностной области (~100 нм) у исследуемых образцов исчез сигнал от InN в спектре РД. Это указывает на то, что формирование фазы InN происходит только в приповерхностной области, не затрагивая объем слоя InGaN. Появление приповерхностной фазы InN в образцах с InGaN, выращенным при повышенных температурах (> 380 °С), связывается с разложением InGaN слоя, или, как указывается другими авторами, со снижением коэффициента встраивания In при росте InGaN с повышением температуры роста. Все это приводит к накоплению на поверхности металлического In, капли которого на поверхности образца с T_g ~470 °С наблюдаются с помощью оптического микроскопа. Остывание образцов по окончании роста сопровождается выдержкой в

потоке активированного азота, что приводит к связыванию части металлического In и формированию фазы InN.

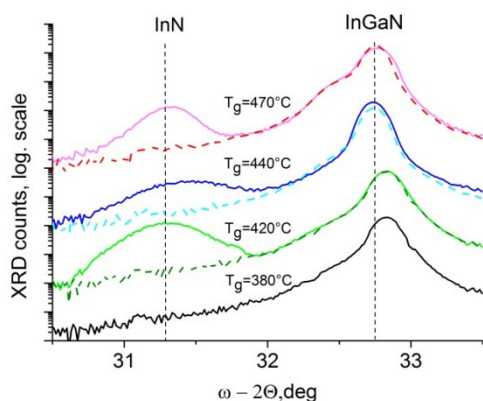


Рис. 1. ω - 2θ спектры [0004] рентгеновской дифракции слоев InGaN до (сплошная линия) и после (штриховая линия) ионного травления

В спектре РД образца с InGaN-слоем, выращенным при наибольшей $T_g \sim 470^\circ\text{C}$ слева от основного сигнала InGaN, наблюдается «плечо», соответствующее фазе InGaN с большим содержанием In (рис. 1). При травлении этого образца как на глубину ~ 100 нм (рис. 1), так и ~ 500 нм, сигнал от InN исчезает, а относительные интенсивности сигналов от плеча и основного пика отражения [0004] от слоя InGaN не меняются, что свидетельствует о наличии небольших флуктуаций состава во всем объеме слоя из-за процессов ФР.

В спектрах ФЛ-образцов, выращенных при $T_g > 380^\circ\text{C}$ (рис. 2), кроме основного интенсивного сигнала от слоя InGaN, присутствует сигнал ФЛ в длинноволновой области, характерной для InN. После ионного травления приповерхностной области,

интенсивность и положение сигнала ФЛ от InGaN остались неизменными, а сигнал ФЛ от InN исчез. Этот результат также подтверждает приповерхностное формирование InN в результате разложения InGaN слоя в случае роста при повышенных ($T_g > 380^\circ\text{C}$) температурах.

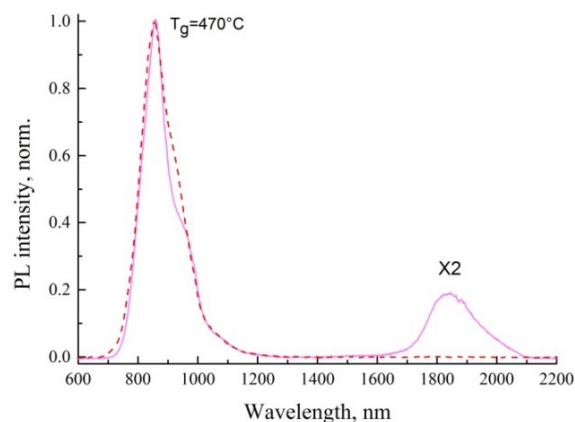


Рис. 2. Спектр спонтанной ФЛ образца с слоем InGaN, выращенного при $T_g = 470^\circ\text{C}$ до (сплошная линия) и после (штриховая линия) ионного травления

Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур» при поддержке Российского научного фонда (грант РФФ № 22-22-00630).

Литература

1. G. B. Stringfellow // J. Cryst. Growth, **312**, 735 (2010).
2. Б. А. Андреев и др. // ФТП, **56** (7), 700–704 (2022).

Образование углеродных наноструктур при СВЧ-активированной конверсии метана

Р. В. Капустин^{1,*}, И. И. Гринвальд¹, А. И. Агрба¹, А. В. Воротынцев², А. Н. Петухов^{2,3}, Д. Н. Шаблыкин²

¹ Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, ул. Минина, д. 24, Нижний Новгород, 603155

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

³ Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева, Миусская пл., д. 9, Москва, 125047

* kapustin-nttu@mail.ru

В настоящей работе предложен метод получения углеродных наноструктур при СВЧ-активированной конверсии метана с использованием системы реакторов, один из которых располагается в микроволновой печи с бытовым магнетроном, генерирующем плазму («горячий» реактор), а другой находится вне плазменной зоны («холодный» реактор). Обнаружено, что в «горячем» реакторе образуются полимерные наноструктуры с чередующимися двойными и тройными углерод-углеродными связями, а в «холодном» реакторе происходит осаждение углеродных частиц и нанотрубок.

Введение

Для получения различных модификаций углеродных наноструктур в настоящее время используются различные плазмохимические методы, в частности, высоко- и низковольтный разряды, а также источники, генерирующие плазму в ВЧ- и СВЧ-диапазонах. Среди этих методов наиболее перспективным считается СВЧ-генерирование плазмы магнетроном, работающим на частоте около 2,5 ГГц, который, среди прочего, устанавливается в бытовые микроволновые печи. Такой магнетрон может использоваться для конверсии метана в различные продукты: углеродные нанотрубки, графен и другие. Кроме того, данный метод является экологичным, ресурсосберегающим и высокоэффективным [1].

В настоящей работе предложен метод получения углеродных наноструктур конверсией метана в установке на основе бытовой микроволновой печи с СВЧ-источником мощностью 1,5 кВт, работающим на частоте 2,45 ГГц, и системой реакторов, позволяющих одновременно получать углеродные наноструктуры с различными свойствами.

Методика эксперимента

Блок-схема установки для получения наноструктур представлена на рис. 1. Газообразный метан из баллона через систему напуска газов (1), регулируемую скорость подачи, давление и температуру, подается в «горячий» реактор (3), расположенный внутри микроволновой печи. Для напуска аргона в «горячий» реактор используется блок регулируемой подачи газоносителя (2). СВЧ-излучение генерируется магнетроном (4) на частоте 2,45 ГГц. Температура стенок «горячего» реактора регулируется обдувом воздуха через блок (5). «Холодный» реактор (6) располагается в непосредственной близости от «горячего» реактора, но вне микроволновой печи. Низкое давление в системе обеспечивается откачным вакуумным постом (7). Система сепарации газовых компонентов (9) разделяет газообразные продукты синтеза и возвращает неконвертированный метан в «горячий» реактор. Контроль степени конверсии и выхода продуктов осуществляется в оптической ячейке (8), размещаемой в ИК-спектрометре (10).

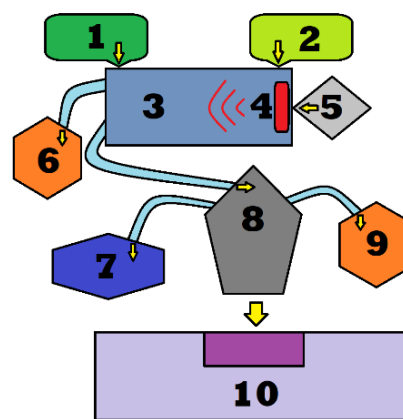


Рис. 1. Блок-схема установки для синтеза наноструктур

Синтез полимерных наноструктур происходит на стенках «горячего» реактора при СВЧ-генерировании плазмы. Температурный контроль стенок реактора посредством обдува воздухом через блок (5) позволяет регулировать структуру образующихся наносистем.

Результаты и обсуждение

Образующиеся наноструктуры хорошо различимы визуально: на стенках «горячего» реактора образуются белые и светло-коричневые аморфные и кристаллические структуры, а на стенках «холодного» реактора формируются частицы неструктурированного углерода и слоистые нанотрубки матово-черного цвета.

Генерируемая в реакторе плазма распределяется неравномерно: наибольшая интенсивность наблюдается на выходе из системы, наименьшая — на входе (рис. 2, а). Интенсивность плазмы на разных участках «горячего» реактора можно регулировать, изменяя давление и скорость потока газа.

Согласно данным электронно-микроскопического анализа, в «холодном» реакторе медленно синтезируются и концентрируются углеродные нанотрубки и наноструктуры в форме многослойных агрегатов (рис. 2, б). В «горячем» реакторе образуются структуры с сопряженными тройными и двойными связями углерод-углерод, что подтверждается появлением в

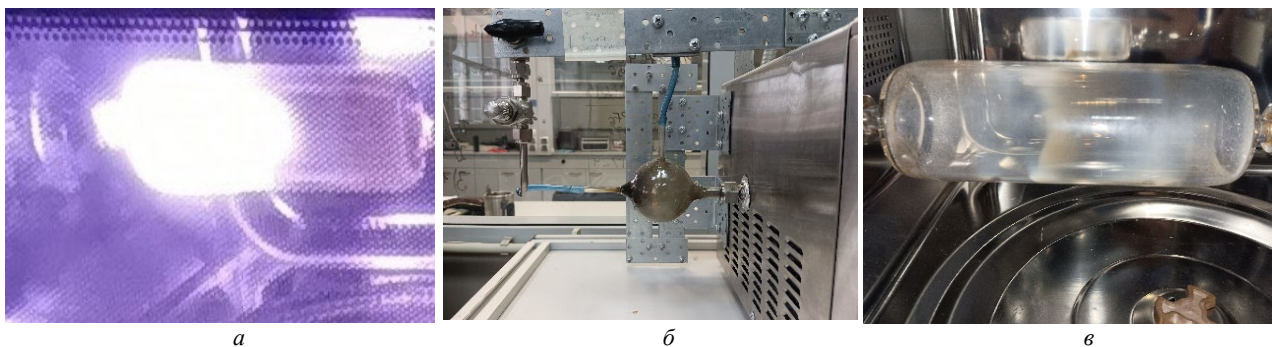


Рис. 2. СВЧ-плазма в «горячем» реакторе (а) и углеродные продукты в реакторах: в «холодном» (б) и в «горячем» (в)

ИК-диапазоне характерных полос поглощения в областях $2200\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ и $1640\text{--}1580\text{ см}^{-1}$. Рост и распределение твердых продуктов конверсии на стенках «горячего» реактора зависит от распределения плазмы внутри реактора и от интенсивности продувки через внутренний объем микроволновой печи (рис. 2, в). Также было установлено, что при СВЧ-генерировании водородной плазмы содержащиеся в «горячем» реакторе углеродные наноструктуры активно взаимодействуют с водородом, образуя ацетилен и бензол в разных соотношениях в зависимости от давления водорода в системе.

Общая схема конверсии метана может быть представлена комбинацией следующих основных реакций: $2\text{CH}_4 \rightarrow 2\text{CH} + 3\text{H}_2$ (реакция 1); $\text{CH}_4 \rightarrow \text{C} + 2\text{H}_2$ (реакция 2); $n(\text{CH}) \rightarrow (-\text{HC}=\text{CH}-\text{C}\equiv\text{C}-)_n$ (реакция 3).

Образование углеродных слоев в «холодном» реакторе показывает, что плазма активирует разложение метана до углеродных частиц (см. реакции 1–2). Существенное влияние отвода температуры со стенок «горячего» реактора при конверсии метана свидетельствует о том, что основная часть процесса синтеза полимерных наноструктур происходит именно в

этой зоне реактора. Следовательно, механизм конверсии метана включает в себя два основных пути реакции. Первый путь представляет собой разложение в СВЧ-плазме метана на молекулярный водород и неустойчивые частицы углерода, из которых уже в «холодном» реакторе образуются полноценные наноструктуры. Второй путь обеспечивает синтез полимерных наноструктур с чередующимися двойными и тройными связями углерод-углерод (см. реакцию 3) вблизи стенок «горячего» реактора.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Базовой части государственного задания (тема ФГОС-2020-0008, проект 0728-2020-0008).

Литература

1. A. Fridman // Plasma Chemistry, Cambridge University Press, New York (2008).

Циклотронный и магнетоплазмонный резонанс в латеральных графеновых сверхрешетках

В. Ю. Качоровский^{1,*}, С. О. Поташин¹, Л. Е. Голуб¹, В. В. Бельков¹, С. Д. Ганичев²

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

² Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

* kachor.valentin@gmail.com

Экспериментально обнаружен и теоретически описан dc фотоотклик на терагерцовое (ТГц) излучение периодической асимметричной сверхрешетки на основе двухслойного графена. Фотоотклик изучался в магнитном поле, в режиме Шубниковских осцилляций. Экспериментально и теоретически показано, что магнитное поле приводит к гигантскому (на два порядка) увеличению отклика по сравнению с фотооткликом в тех же образцах в нулевом магнитном поле. Изучен циклотронный резонанс (CR) и его вторая гармоника, а также исследована роль плазмонных эффектов. Два наиболее важных результата состоят в следующем: (i) плазмонные эффекты не сводятся к обычному сдвигу CR, а приводят к расщеплению резонанса на два пика (магнетоплазмонный и циклотронный пики) со сложным асимметричным профилем; (ii) вторая гармоника CR отчетливо видна в эксперименте, но сильно подавлена. Теоретический анализ этих результатов в рамках двух подходов — гидродинамического и дрейф-диффузионного — позволил сделать вывод о реализации гидродинамического режима в нашей системе. Этот вывод полностью согласуется с выводом нашей предыдущей работы, где те же образцы изучались (теоретически и экспериментально) в нулевом магнитном поле.

Введение

Одно из самых общих и интересных явлений в оптоэлектронике — это так называемый эффект «храповика» (ratchet effect), т. е. конверсия переменного электрического поля в постоянный электрический ток в системах с нарушенной инверсионной симметрией. Хотя эффект храповика изучался в различных низкоразмерных системах на основе GaAs, SiGe, InGaAs и графена, в частности, в магнитных полях, циклотронный резонанс (CR) до сих пор не наблюдался (краткий обзор литературы можно найти в [1]). Также не изучалось, в том числе теоретически, влияние плазменных эффектов на этот резонанс.

В докладе мы сообщаем о наблюдении циклотронного и магнетоплазмонного резонансов (CR и MPR) в эффекте храповика и проводим теоретический анализ экспериментальных результатов [1]. Резонансы наблюдались при изучении конверсии ТГц-излучения в постоянный ток в двухслойном графене (BLG) с наложенной сверхрешеткой. Сверхрешетка представляла собой структуру с двумя периодическими затворными решетками, вложенными друг в друга (DDG- dual grating gate structures). Такие структуры позволяют пространственно модулировать как прикладываемое к структуре затворное напряжение, так и амплитуду действующего на электроны ближнего поля возбуждающего ТГц-излучения. В случае асимметричной затворной структуры возможна генерация постоянного фототока в образце из-за эффекта храповика. Амплитуда и направление фототока j определяется параметром асимметрии θ затворной решетки: $j \propto \theta = |E(x, t)|^2 \frac{dU(x)}{dx}$, где x — координата в направлении пространственной модуляции, $\frac{dU(x)}{dx}$ — производная электрического потенциала, приложенного к структуре посредством затворной решетки, $E(x, t)$ — электрическое поле терагерцового излучения, верхняя черта означает усреднение по координате x и времени t . Важно отметить, что указанная асимметрия системы, необходимая для возникновения dc -тока, контролировалась экспериментально путем изменения напряжений на подрешетках затворов.

Результаты

Резонансы наблюдались в режиме Шубникова-де Гааза (SdH). В этом режиме dc -отклик демонстрировал знакопеременные магнетоколебания, с амплитудой многократно превосходящей (примерно на 2 порядка) сигнал в нулевом магнитном поле, который ранее нами изучался в тех же структурах [2]. Построена теория, которая полностью описывает все экспериментальные данные. Важно, что CR и MPR наблюдались при разных значениях магнитного поля (рис. 1). Это характерная черта эффекта храповика, которая резко контрастирует с обычными результатами по наблюдению CR, в которых плазмонные эффекты не приводят к расщеплению CR, а только лишь к смещению положения CR. Физически плазмонное расщепление CR происходит в нашем случае из-за пространственной модуляции входящего излучения и нелинейного характера эффекта храповика. Важно, что ближнее поле имеет две компоненты: однородную компоненту, вызывающую друдевский CR, и компоненту, модулированную с конечным волновым вектором $q = 2\pi/L$, где L — период сверхрешетки, которая приводит к MPR. Нелинейное смешивание этих двух компонент дает интерференционный вклад, содержащий два резонанса. Асимметричный расщепленный резонанс отчетливо виден на рис. 1 (панель a — эксперимент, панель b — гидродинамическая теория). Видно, что расщепление резонанса на два пика прекрасно описывается гидродинамической теорией.

Второй важный экспериментальный результат — усиление шубниковских колебаний фототока храповика при магнитном поле, отвечающем условию $\omega = 2\omega_c$ (вторая гармоника CR). Это усиление отчетливо видно на рис. 1, a . Теоретически вторая гармоника определяется темпом релаксации второй угловой гармоники в электронной функции распределения. Этот темп сильно увеличивается в гидродинамическом (HD) режиме, где электрон-электронные столкновения доминируют над рассеянием на примесях. Мы теоретически проанализировали амплитуду второй гармоники в HD-приближении и в рамках

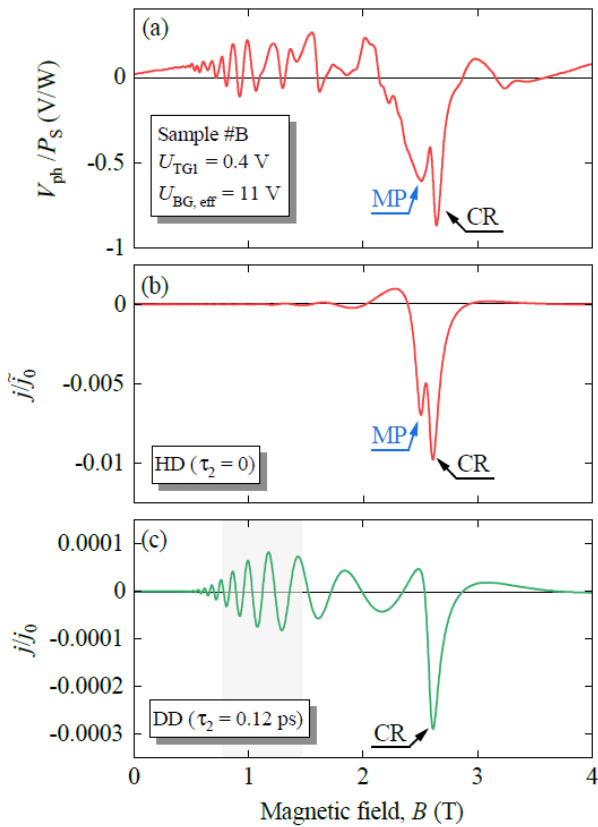


Рис. 1. Зависимость dc -тока j от магнитного тока. Синие и черные стрелки указывают на положение магнетоплазмонного и циклотронного резонансов. На панели *a* изображена экспериментальная кривая, построенная для источника с частотой $f = 2.54$ ТГц, *b* — теоретическая кривая, построенная в рамках гидродинамического подхода и *c* — теоретическая кривая, построенная в рамках подхода дрейф-диффузии, в котором время релаксации второй гармоники считалось подгоночным параметром

приближения дрейф-диффузия (DD), когда доминирует рассеяние на примесях. Оказалось, что для объяснения эксперимента в рамках DD-приближения необходимо феноменологически ввести в интеграл столкновений очень быструю скорость релаксации второй гармоники. Физически никаких других причин для столь быстрой релаксации, кроме быстрого электрон-электронного рассеяния, не существует. Поэтому HD-модель представляется более подходящей.

Таким образом, мы утверждаем, что наша система находится при температуре жидкого гелия в режиме HD. Это утверждение находится в отличном согласии с нашими недавними исследованиями тех же структур в нулевом магнитном поле [2]. Ключевое обоснование близости к HD-режиму — довольно малая амплитуда второй гармоники по сравнению с первой гармоникой. Тем не менее, несмотря на малость амплитуды, вторая гармоника отчетливо видна в эксперименте. Это означает, что мы имеем дело с неидеальной электронной жидкостью с конечной вязкостью.

В заключение перечислим наши ключевые результаты — прямое наблюдение резкого циклотронного резонанса в dc -фототоке и демонстрация двух эффектов, вызванные электрон-электронным взаимодействием: плазмонного расщепления циклотронного резонанса из-за дальнедействующего кулоновского взаимодействия и частичного подавления второй гармоники циклотронного резонанса из-за быстрых электрон-электронных столкновений. Развита теория, которая идеально описывает экспериментальные данные (см. рис. 1). Показано, что ток храповика генерируется в гидродинамическом режиме неидеальной электронной жидкости.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке двух совместных проектов РФФИ-DFG (21-52-12015 НННО_а и 20-52-12019 НННО_а).

Литература

1. Erwin Mönch, Sergey O. Potashin, Katja Lindner, Ivan Yahniuk, Leonid E. Golub, Valentin Yu. Kachorovskii, Vassily V. Bel'kov, Robin Huber, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Jonathan Eroms, Dieter Weiss, Sergey D. Ganichev. Cyclotron- and magnetoplasmon resonances in bilayer graphene ratchets. ArXiv:2208.08299 (2022).
2. E. Mönch, S. O. Potashin, K. Lindner, I. Yahniuk, L. E. Golub, V. Y. Kachorovskii, V. V. Bel'kov, R. Huber, K. Watanabe, T. Taniguchi, J. Eroms, D. Weiss, S. D. Ganichev // Phys. Rev. B, 105, 045404 (2022).

Метод управления энергиями подзон в структурах из квантовых ям посредством введения в ямы тонких туннельно-прозрачных барьеров

П. С. Клеммер^{1,2,*}, Ю. А. Митягин^{1,3}, М. П. Теленков^{1,2}, С. А. Савинов¹, В. В. Воронова^{1,2}, Д. А. Пашкеев¹, В. П. Мартовицкий¹, П. Ф. Карцев³

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409

*pavel.klemmer@mail.ru

Мы развиваем простой и эффективный метод изменения положения нижней подзоны в системе с квантовыми ямами, предложенный ранее нами в работе [1]. В настоящей работе было проведено экспериментальное исследование данного метода на серии квантовых ям с различной конфигурацией введенных барьеров и продемонстрирована возможность управляемой перестройки положения нижних подзон в широких пределах вплоть до непрерывного спектра. Однако для сравнения данных численных расчетов со спектрами фотолюминесценции в таких структурах необходимо учитывать экситонный вклад в энергию наблюдаемых переходов. В работе проведен расчет энергии связи экситонов для квантовых ям со встроенными тонкими барьерами методом прямого численного решения уравнения Шредингера для рассматриваемых структур, на основании которого проведена количественная интерпретация измеренных спектров фотолюминесценции.

Введение

Задача управления положением нижней подзоны в квантовых ямах и, соответственно, эффективной ширины запрещенной зоны структур имеет большое значение в ряде оптических и оптоэлектронных приложений, в частности, в фотовольтаических приложениях квантовых ям. Введение квантовых ям в *i*-область *p*-*i*-*n*-перехода, один из способов повышения его эффективности за счет расширения спектра поглощения в сторону длинных волн. Однако ключевая проблема здесь связана с извлечением сгенерированных носителей из глубоких квантовых ям в непрерывный спектр.

Ранее нами был предложен метод решения этой задачи посредством введения в квантовую яму серии тонких туннельно-прозрачных барьеров [1, 2]. Метод может быть использован для выравнивания положения нижней подзоны в последовательности квантовых ям в электрическом поле произвольной конфигурации, в том числе характерных для *p*-*i*-*n*-перехода солнечных батарей.

В настоящей работе было проведено экспериментальное исследование данного метода на серии квантовых ям с различной конфигурацией введенных барьеров (рис. 1) и продемонстрирована возможность управляемой перестройки положения нижних подзон в широких пределах вплоть до непрерывного спектра [3].

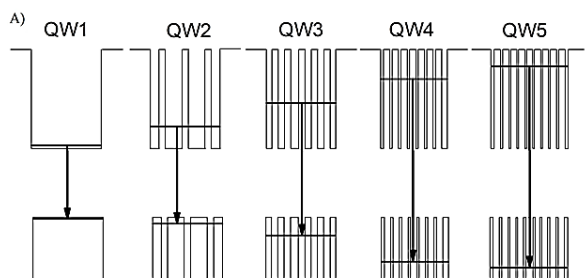


Рис. 1. Потенциальный профиль выращенных МЛЭ методом структур с квантовыми ямами $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с различной конфигурацией введенных барьеров

Однако для корректного сравнения данных численных расчетов со спектрами фотолюминесценции в таких структурах необходимо учитывать экситонный вклад в энергию наблюдаемых переходов.

Описание модели

Мы иллюстрируем результаты нашего анализа для квантовой ямы $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 25 нм. Энергии электронных и дырочных подзон рассчитывались путем решения уравнения огибающей Шредингера в параболическом приближении

$$\hat{H}_{tot} = \hat{H}_e^{(0)} + \hat{H}_{hh}^{(0)} + \hat{H}_p + V_{Cul}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_{e, hh}^{(0)} = -\frac{\hbar^2}{2m_{e, hh}} \frac{d^2}{dz_{e, hh}^2} + U_{e, hh}(z_{e, hh}), \quad (2)$$

$$\hat{H}_p = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} + \frac{1}{\rho^2} \right), \quad (3)$$

$$V_{Cul} = -\frac{e^2}{\epsilon \sqrt{\rho^2 - (z_e - z_h)^2}}, \quad (4)$$

$$E_{ex} = \epsilon_e^{(0)} + \epsilon_{hh}^{(0)} - E_{bind}. \quad (5)$$

Задача осложняется тем, что, несмотря на достаточно большую ширину квантовых ям, наличие тонких барьеров, а также промежутков между ними делает невозможным использование стандартных приближений для расчета экситонных спектров и требует прямого численного решения уравнения Шредингера для рассматриваемых структур.

Результаты и обсуждение

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии была выращена структура с квантовыми ямами $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ с различной конфигурацией введенных барьеров. Были измерены спектры фотолюминесценции с выращенной структурой (рис. 2). Таким образом, пики, соответствующие экситонным переходам в квантовых ямах, возрастают по энергии, что демонстрирует возможность управляемой пере-

стройки положения подзон в квантовых ямах посредством введения в объем серии тонких барьеров.

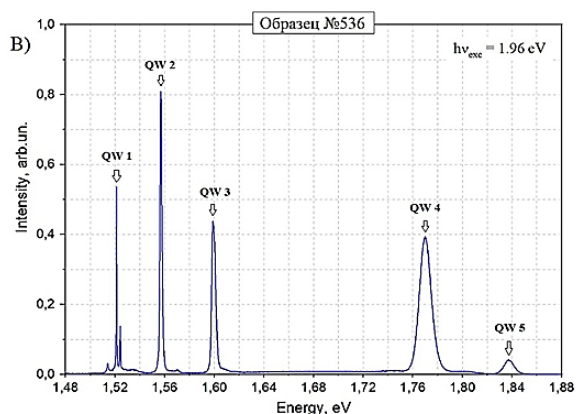


Рис. 2. Спектры низкотемпературной фотолюминесценции квантовых ям с введенными барьерами

Таблица 1. Энергия экситонных переходов и рассчитанные значения положения подзон и энергии связи экситонов

№ КЯ	Эксперимент, мэВ	Расчет, мэВ	Ebind, мэВ
1	1521	1520	6.5
2	1556	1571	8.9
3	1600	1640	14.7
4	1770	1720	13.1
5	1830	1780	9.7

Проведен расчет энергии связи экситонов для квантовых ям со встроенными тонкими барьерами методом прямого численного решения уравнения Шредингера для рассматриваемых структур (рис. 1). Энергия экситонных переходов и рассчитанные значения энергий экситонов, энергий связи экситонов в квантовых ямах приведены в табл. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных значений энергий экситонов приведено на рис. 3. Наблюдается достаточно неплохое согласие между рассчитанными значениями и экспериментальными величинами энергий переходов экситонов в выращенной структуре

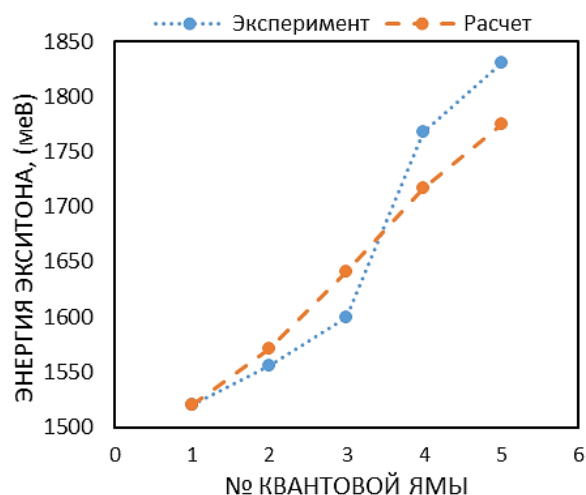


Рис. 3. Сравнение эксперимента с расчетными значениями по энергиям экситонов

GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As со встроенной серией тонких барьеров. Расчетная зависимость плавно возрастает с заданным шагом, в отличие от экспериментальных значений, которые имеют некий разброс по энергиям.

Литература

1. М. Р. Telenkov, Y. A. Mityagin. Resonant-tunneling structure of quantum wells in the pin photovoltaic element // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2013. V. 40, № 12. P. 346–353.
2. К. К. Nagaraja, М. Р. Telenkov, I. P. Kazakov, S. A. Savinov and Yu A. Mityagin. Development of GaAs/AlGaAs quantum well structures providing a resonant tunneling regime in an electric field of pi-n junction // Materials Today: Proceedings, 3 (2016) 2744–2747.
3. М. Р. Telenkov, P. S. Klemmer, Yu. A. Mityagin // Superlattices and Microstructures? 140, 106472 (2020).

Отрицательная фотопроводимость в МДП-транзисторе на основе пленки PbSnTe:In

А. Э. Климов^{1,2,*}, Д. В. Ищенко^{1,**}, В. А. Голяшов^{1,3}, Н. С. Пачин¹, С. П. Супрун¹, А. С. Тарасов¹, Е. В. Федосенко¹, О. Е. Терещенко^{1,3}

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

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

³ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090

* klimov@isp.nsc.ru, ** miracle4348@gmail.com

Впервые создан МДП-транзистор (МДПТ) на основе пленки PbSnTe:In/(111)BaF₂ с подзатворным диэлектриком Al₂O₃. При освещении канала МДПТ малыми (~100 фотонов/с) потоками при $T = 4,2$ К обнаружена отрицательная фотопроводимость (ОФП) с уменьшением тока канала I_{ds} до $\sim 10^4$ раз с одновременным уменьшением его модуляции затворным напряжением U_{gate} до $\sim 10^3$ раз и более. Оценка обнаружительной способности дала $\sim 7 \cdot 10^{16}$ см²·Гц^{0,5}·Вт⁻¹ на длине волны $\lambda \sim 25$ мкм. Обсуждается модель, предполагающая наличие глубоких ловушек и фотоемкостного эффекта.

С начала 60-х годов прошлого века детально исследованы свойства Pb_{1-x}Sn_xTe ($x = 0-1$), обобщенные не в одном десятке книг и обзорных работ, а на его основе разработаны термопреобразователи, фотодиоды и лазеры. На этом фоне необычной выглядит немногочисленность и фрагментарность исследований PbSnTe МДП структур, ограниченных C-V и G-V измерениями только образцов на основе PbTe ($x = 0$), например [1, 2]. Причиной отсутствия в литературе данных по PbSnTe МДП-транзисторам (МДПТ) может быть, помимо большой статической диэлектрической проницаемости ($\epsilon > 400$ для $x = 0$ и до $\epsilon \sim 10^4$ и более при $x > 0$), большая величина n_0 (p_0). В конце 70-х годов было обнаружено, что в определенном диапазоне x при легировании индием n_0 (p_0) снижается на порядки [3], упрощая создание PbSnTe МДПТ. Примерно с 2010 г. исследуются свойства PbSnTe как топологического кристаллического изолятора, с поверхностными дираковскими состояниями, образующимися в области x с инверсией зон. Это делает технологию PbSnTe МДПТ привлекательной еще и потому, что свойства МДПТ также напрямую связаны с состоянием поверхности. Тем не менее вплоть до настоящего времени исследования PbSnTe МДПТ не получили заметного развития.

Образцы и методы исследований

Нами впервые созданы и исследованы МДПТ на основе трех пленок PbSnTe:In с различной проводимостью, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (111)BaF₂. Методика создания МДПТ описана в [4], в которой исследован МДПТ на основе пленки PbSnTe:In с большой проводимостью и относительным изменением I_{ds} под действием $U_{gate} \sim (0,07-0,08)$. Это примерно в 10^2 раз меньше, чем в данной работе, а в МДПТ на основе пленки с наименьшей проводимостью изменение I_{ds} под действием U_{gate} достигало $\sim 10^5$ раз [5].

Измерения проводились в металлической камере, экранировавшей образцы от фонового излучения, и располагавшейся либо в жидком гелии, либо в его парах. Источник излучения, размещенный внутри камеры, был откалиброван с использованием безкорпусного CdHgTe-фотодиода. Принципиальная схема МДПТ, изготовленного с использованием оптической

фотолитографии, приведена в [4]. В настоящей работе длина и ширина канала МДПТ составляли ~ 18 мкм и ~ 3 мкм соответственно. Исходная пленка Pb_{0,72}Sn_{0,28}Te:In имела толщину 1,35 мкм, концентрация индия $\sim 0,6$ at.%. Максимальная подвижность электронов $\mu_n \sim 3,8 \cdot 10^4$ см²·В⁻¹·с⁻¹ достигалась вблизи $T \sim 40$ К.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена зависимость $I_{ds}(t)$ при $T = 4,2$ К. Включение и выключение источника освещения отмечено стрелками вверх и вниз соответственно. Красным цветом выделены участки кривых при освещении. Снижение тока в интервале $t < 1120$ с связано с релаксацией без освещения после охлаждения МДПТ до $T = 4,2$ К, а нарастание в интервале $t \sim (1600-3350)$ — с релаксацией $I_{ds}(t)$ после переключения напряжения сток-исток с $U_{ds} = 0,02$ В на $U_{ds} = 1,56$ В. Отрезки прямых вблизи кривых соответствуют зависимостям вида $I_{ds}(t) \sim \exp[(t - t_0)/\tau]$, значения τ показаны на рисунке. Обнаружительная способность оценивалась по участку нарастания $I_{ds}(t)$ после включения освещения вблизи $t = 1120$ с (положительная фотопроводимость).

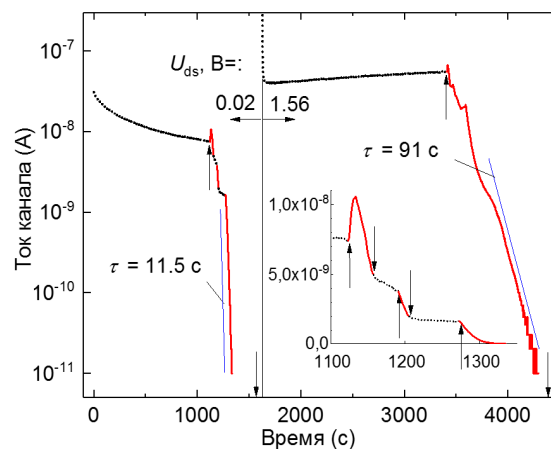


Рис. 1. Временные зависимости тока канала МДПТ. Освещение включалось в моменты (\uparrow) и выключалось в моменты (\downarrow). На вставке в линейном масштабе показан фрагмент $I_{ds}(t)$ вблизи момента первого включения освещения

На рис. 2 приведена зависимость $I_{ds}(t)$ при включении и выключении освещения и ступенчатом изменении U_{gate} с фиксированными значениями 0, -7,7 и +7,7 В. Зависимость $U_{gate}(t)$ приведена в нижней части рисунка. На вставке для четырех участков $I_{ds}(t)$ показана релаксация $I_{ds}(t)$ вида $\Delta I_{ds}(t) \sim \exp[(t - t_0)/\tau]$ после переключения на $U_{gate} = +7.7$ В. Моменты переключения U_{gate} для четырех участков на вставке совмещены.

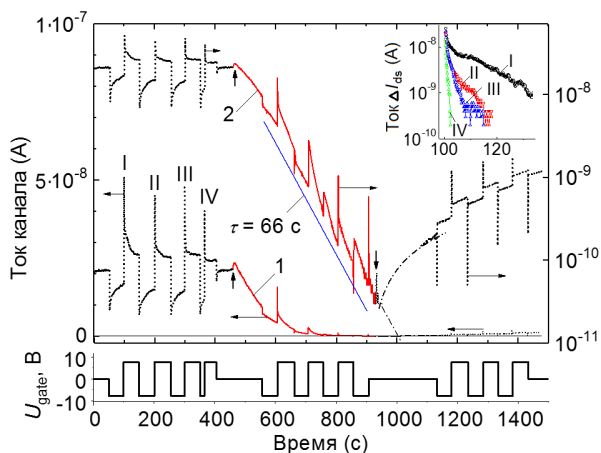


Рис. 2. Временные зависимости тока канала $I_{ds}(t)$ при ступенчатом изменении $U_{gate}(t)$, показанном в нижней части внизу рисунка. Кривая 1 приведена в линейном масштабе (левая шкала ординат), кривая 2 — в полулогарифмическом масштабе (правая шкала ординат). В момент времени (\uparrow) освещение включено, в момент (\downarrow) — выключено

Эффект ОФП, схожий с показанным на рис. 1, наблюдался на близких по свойствам пленках PbSnTe:In [6], хотя уменьшение тока было меньше в 10–100 раз. Для объяснения ОФП была привлечена модель, близкая к [7], предполагающая наличие в PbSnTe:In широкозонных включений с глубокими ловушками, захват на которые электронов ведет к уменьшению проводимости узкозонной «матрицы». Результаты настоящей работы указывает на важную роль ловушек в наблюдаемых эффектах, которые даже на качественном уровне объясняются лишь при наличии ловушек разного типа. Так, на рис. 2 τ снижается

примерно в 25 раз от области I к области IV, что возможно при заполнении неких глубоких уровней. Это же может быть причиной отсутствия переходных процессов с $\tau > 0,5$ с в области $t > 1100$ С. Одновременно со снижением $I_{ds}(t)$ уменьшается и влияние ΔU_{gate} на ΔI_{ds} (рис. 2). На качественном уровне это объясняется либо сильным, до 100 раз и более, увеличением под действием освещения плотности ловушек на интерфейсе с Al_2O_3 , либо таким же сильным увеличением статической диэлектрической проницаемости [8, 9]. Оценка обнаружительной способности МДПТ, как прототипа приемника излучения, была сделана из прямого измерения сигнала и шума при времени накопления 0,5 с и дала $\sim 7 \cdot 10^{16}$ см \cdot Гц $^{0,5} \cdot$ Вт $^{-1}$ на длине волны $\lambda \sim 25$ мкм.

Финансирование

Исследования проведены при поддержке гранта РФФ № 22-12-20024.

Литература

1. D. A. Lilly, D. E. Joslin, H. K. A. Kan // *Inf. Phys.* **18**, 51 (1978).
2. P. H. Zimmermann, M. E. Mathews, D. E. Joslin // *J. Appl. Phys.*, 50, 5815 (1979).
3. Б. М. Вул, И. Д. Воронова, Г. А. Калюжная и др. // *Письма ЖЭТФ* **29**, 21 (1979).
4. А. Э. Климов, В. А. Голяшов, Д. В. Горшков и др. // *ФТП* **56**, 243 (2022).
5. А. Э. Климов, А. Ю. Миронов, И. О. Ахундов и др. // XV Российская конференция по физике полупроводников, 3–7 октября 2022 года, Нижний Новгород, тезисы докладов, с. 67.
6. А. Н. Акимов, А. Э. Климов, С. В. Морозов и др. // *ФТП* **50**, 1713 (2016).
7. R. A. Hopfel // *Appl. Phys. Lett.* **52**, 801 (1988).
8. А. Э. Климов, В. Н. Шумский // *Прикладная физика* **3**, 74 (2004).
9. А. Е. Кожанов, А. В. Никорич, Л. И. Рябова, Д. Р. Хохлов // *ФТП*, 40 (9), 1047 (2006).

Исследование упругих свойств тригонального NbS_3 с помощью фемтосекундной оптической методики накачка-зондирование

А. Ю. Клоков^{1,*}, Н. Ю. Фролов¹, А. И. Шарков¹, В. Я. Покровский², М. В. Никитин², С. Г. Зыбцев²

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая, 11-7, Москва, 125009

* klovok@lebedev.ru

С помощью оптической методики возбуждение-зондирование (Pump-Probe) исследовано распространение объемных волн и нормальных волноводных мод (волн Лэмба) в лентах (вискерах) тригонального NbS_3 . Зарегистрирована анизотропия распространения волн Лэмба, а также рассеяние Мандельштама — Бриллюэна на упругих импульсах. Измерение времени прихода отраженной L -волны от обратной стороны вискера позволило оценить ее скорость распространения.

Введение

Семейство трихалькогенидов переходных металлов, к числу которых относится NbS_3 , интересно как с фундаментальной точки зрения, так и из-за перспектив использования в электронных устройствах, в том числе на основе наноструктур с атомарно-тонкими слоями.

Характерным свойством трихалькогенидов является существование в них волн зарядовой плотности, в NbS_3 — при комнатной температуре и выше. Упругие свойства таких материалов к настоящему времени изучены недостаточно.

Образцы и эксперимент

Упругие волны генерировались в результате поглощения фемтосекундных лазерных импульсов (400 нм), сфокусированных в пятно диаметром ~ 2 мкм. При этом возбуждались продольные волны с шириной спектра ~ 50 ГГц, а также волны Лэмба с шириной спектра ~ 1 ГГц. Регистрация распространяющихся волн проводилась с помощью интерферометра Саньяка в рамках методики возбуждение-зондирование по изменению амплитуды и фазы коэффициента отражения задержанных импульсов первой гармоники того же лазера (800 нм).

Кристаллы фазы I NbS_3 были получены методом прямой газовой реакции компонентов в стехиометрическом соотношении с небольшим ($\sim 1\%$) преобладанием серы [1]. Рост происходил в запаянной вакуумированной кварцевой ампуле в 3-зонной трубчатой печи Gero с программируемым контроллером

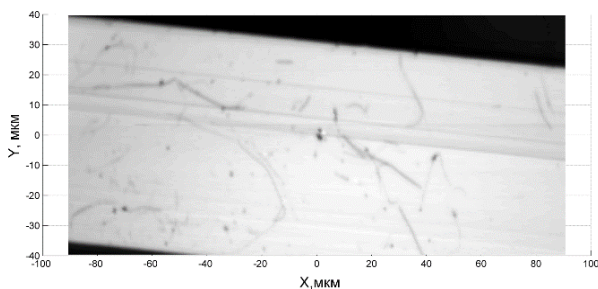


Рис. 1. Картографирование коэффициента отражения поверхности вискера. Видны границы структурных дефектов, идущих вдоль образца

температуры. Градиент вдоль кварцевой ампулы длиной 20 см составлял $570\text{--}610$ °C. Исследованные образцы имели вид лент (вискеро) толщиной $3\text{--}5$ мкм и шириной $40\text{--}70$ мкм. На некоторых образцах вдоль лент присутствовали протяженные дефекты, выявляемые, например, картографированием коэффициента отражения, как показано на рис. 1.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 показано поле изменения фазы коэффициента отражения в момент времени $3,54$ нс после импульса возбуждения, проявляющее распределение упругих деформаций на поверхности образца. Видны расходящиеся фронты упругих волн от последнего (в середине), а также двух предшествующих импульсов. Скорость распространения внешнего фронта составляет $2,42$ мкм/нс, что позволяет отождествить его с нулевой волной Лэмба. Последующие фронты соответствуют высшим типам волноводных мод.

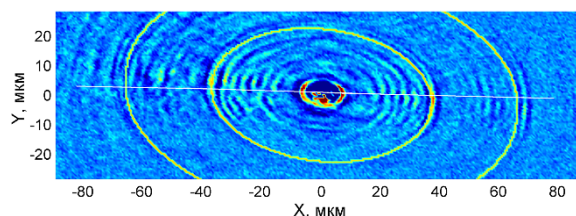


Рис. 2. Поле упругих деформаций на поверхности кристалла NbS_3 (I) в момент времени $3,54$ нс после импульса возбуждения. Белая прямая — дефект структуры кристалла, светлые (желтые) овалы — результат расчета положения волнового фронта волны Рэлея от двух предыдущих импульсов

Можно видеть, что распространяющиеся волны имеют сильную анизотропию: отношение скоростей волн вдоль и поперек ленты составляет $\sim 2:1$. Кроме того, отчетливо виден разрыв волновых фронтов вдоль протяженных дефектов, идущих вдоль кристалла. Положение одного из них показано на рис. 2 белой прямой линией. Параметром, характеризующим распространение волноводных мод, является произведение kd , где k — волновой вектор, а d — толщина ленты. Оценки показывают, что в нашем случае величина этого параметра больше 10, что оз-

начает, что скорости волноводных мод стремятся к скорости поверхностной (рэлеевской) волны. Для расчета распространения рэлеевских волн мы использовали тензор упругости из работы [2]. На рис. 2 показаны положения фронтов рэлеевских волн в соответствующие моменты времени (светлые овалы). Видно, что анизотропия соответствует эксперименту, а величина скорости меньше на 9%.

На рис. 3 приведена зависимость изменения коэффициента отражения от времени (синяя кривая). Она состоит из медленной тепловой и осциллирующей составляющих. Красная кривая на рис. 3 подробно показывает только осциллирующую часть. Эти осцилляции вызваны мандельштам-бриллюэновским рассеянием зондирующего импульса на распространяющихся вглубь образца упругих волнах.

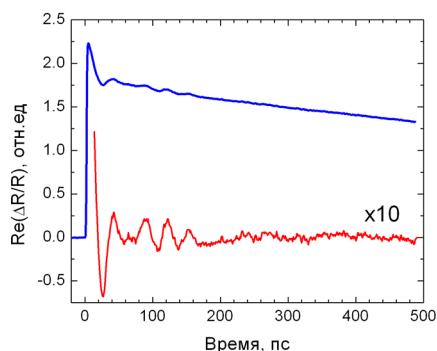


Рис. 3. Разрешенный по времени отклик (синяя кривая). Осциллирующая составляющая (красная кривая)

На рис. 4 приведены результаты фурье-анализа (спектр) осциллирующей составляющей. На спектре видны две линии с частотами 26,7 и 35,6 ГГц. Наличие двух линий может быть связано с рассеянием на продольной и сдвиговой волнах.

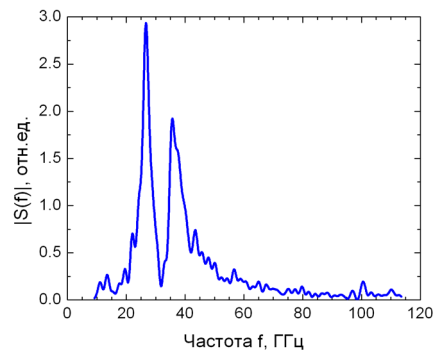


Рис. 4. Спектр отклика. Максимумы соответствуют частотам 26,7 и 35,6 ГГц

Зарегистрировано также отражение L -волн от обратной стороны ленты. По задержке прихода еще не найдена скорость распространения этих волн, которая составила $\sim 5,5$ мкм/нс.

Использованная методика может быть применена для определения упругих свойств анизотропных материалов и для исследования изменения этих свойств при фазовых переходах.

Финансирование

Работа поддержана Минобрнауки РФ № 075-15-2021-598 в ФИАН (эксперимент) и проектом РНФ № 22-12-00319 (теория).

Литература

1. S. G. Zybtssev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova, S. V. Zaitsev-Zotov // *Physica B*, 407, 1696–1699 (2012).
2. B. Dusabe, G. M. Dongho-Nguimdo, and D. P. Joubert // *Eur. Phys. J. B*, 93: 122. (2020). [https:// doi.org/10.1140/epjb/e2020-10060-3](https://doi.org/10.1140/epjb/e2020-10060-3).

Генерация терагерцовой волны в гиперболической наноструктуре графен — полупроводник

О. Н. Козина^{1,*}, Л. А. Мельников²

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратовский филиал, ул. Зеленая, 39, Саратов, 410019

² Саратовский государственный технический университет им. Ю. А. Гагарина, Институт электронной техники и машиностроения, ул. Политехническая, 77, Саратов

* kozinaolga@yandex.ru

Теоретически исследуется распространение оптического и терагерцового излучения в наноструктуре включающей слои полупроводника и инвертированного графена. На основании численного моделирования определены условия, при которых наблюдается одномодовый режим генерации в терагерцовом диапазоне частот.

Введение

С целью создания устройств, позволяющих генерировать и обрабатывать излучение в терагерцовом диапазоне частот, активно исследуются различные типы метаматериалов [1]. Известно, что метаматериалы являются искусственно созданными композитными структурами, которые могут обладать заранее заданными свойствами [2]. В данной работе теоретически исследуется процесс генерации терагерцовой волны в гиперболическом метаматериале (ГММ) [3], который представляет собой искусственно созданную структуру нанометрового размера, включающую слои полупроводника и инвертированного графена. ГММ характеризуется незамкнутым типом дисперсии в пространстве волновых векторов, имеющим в сечении вид гиперболы в отличие от эллипса для обычной среды. Гиперболические среды позволяют поддерживать огромную плотность фотонных состояний, которая проявляется в виде высокой скорости спонтанного излучения и усиления всех процессов взаимодействия излучения с веществом. Вследствие данного свойства гиперболические микро- и наноразмерные метаматериалы являются перспективными структурами для разработки фотонных устройств следующего поколения. Заклучив данный асимметричный гиперболический материал (АГММ) в резонатор, мы провели теоретическое исследование процессов распространения электромагнитных волн в такой структуре и показали возможность генерации ТГц-волны в одномодовом режиме.

Метод расчета

В данной работе рассматривается АГММ. Асимметрия задается посредством наклона оптической оси, по отношению к внешним границам раздела среды (рис. 1).

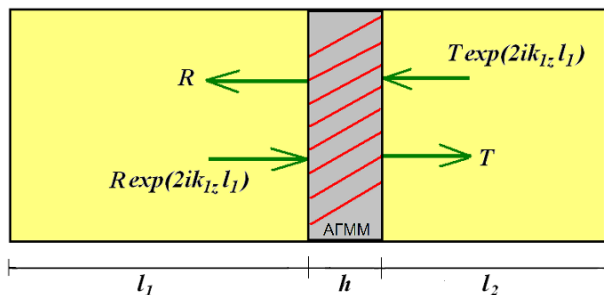


Рис. 1. Схематическое представление сложного резонатора, содержащего АГММ

АГММ представляет собой экстремально анизотропную одноосную среду (область серого цвета на рис. 1) и описывается тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon = \{\{\epsilon_{\perp}, 0, 0\}, \{0, \epsilon_{\perp}, 0\}, \{0, 0, \epsilon_{\parallel}\}\}$, у которого продольная и поперечная компоненты имеют разные знаки. Для гиперболических сред, обладающих усилением или поглощением, компоненты тензора диэлектрической проницаемости становятся комплексными, вследствие чего контуры поверхностей изочастот в пространстве волновых векторов замыкаются. Для расчета значений диэлектрической проницаемости ГММ использован метод гомогенизации, в котором композиционная структура рассматривается как некая эффективная среда с усредненными параметрами [3]. Диэлектрическая проницаемость материала, в котором расположены слои графена $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_h = \epsilon_{SiC}$. Поперечная диэлектрическая проницаемость определяется по формуле

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} + \frac{i}{d\omega\epsilon_0} [\sigma'(\omega, E_0) + i\sigma''(\omega, E_0)], \quad (1)$$

где ω — угловая частота, d — период АГММ, E_0 — поперечная (по отношению к плоскости графеновых листов) компонента вектора напряженности электрического поля, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, $\sigma(\omega, E_0)$ — поверхностная проводимость графена.

Важнейшей особенностью АГММ является его способность поддерживать распространение очень медленных волн, возбуждаемых плоской волной, падающей из свободного пространства, с минимальным отражением. Другими словами, фотоны с высокой плотностью состояний, возбуждаемые в АНММ, могут иметь идеальную связь с фотонами в свободном пространстве. В результате указанной асимметрии данный тип ГММ позволяет создать условия для вывода оптического излучения с высокой плотностью фотонов, накопленного в гиперболической среде, во внешнее пространство.

Гиперболическую среду можно рассматривать как одноосный анизотропный кристалл. Для расчета оптических характеристик излучения, распространяющегося через слоистые анизотропные среды использован метод матриц Берремана [4]. Для среды толщиной h , электромагнитные поля падающей, отраженной и прошедшей волн, связаны соотношением

$$\Psi_T = \mathbf{P}(h)(\Psi_I + \Psi_R), \quad (2)$$

где Ψ_T, Ψ_I и Ψ_R — векторы прошедшей, падающей и отраженной волн. $\mathbf{P}(h) = \exp(i\omega h \Delta/c)$ представляет собой матрицу распространения излучения через слой толщиной h . Характеристики излучения, распространяющегося в резонаторе, содержатся в матрице \mathbf{P}_t , которую можно получить из произведения матриц передачи для среды резонатора (воздух или диэлектрик) $\mathbf{P}_0(l)$ и матрицы Берремана для гиперболического слоя $\mathbf{P}(h)$: $\mathbf{P}_t = \mathbf{P}_0(l)\mathbf{P}(h)$, $l = l_1 + l_2$. Собственные значения χ_i итоговой матрицы \mathbf{P}_t находятся из формулы $\Lambda_i = \exp(i \chi_i L)$.

Заключив данный АГММ в резонатор, мы провели теоретическое исследование процессов распространения электромагнитных волн в данной структуре. Спектральные зависимости действительной и мнимой частей логарифмов собственных значений определяют обыкновенные и необыкновенные собственные волны в резонаторе. В указанном резонаторе могут возбуждаться четыре типа собственных волн: две обыкновенные и две необыкновенные (прямые и обратные). Вклад в лазерные осцилляции могут вносить как все четыре волны, так и три, две или только одна из указанных волн. Мнимая часть собственного значения $\text{Im}(\chi_i)$ характеризует усиление в структуре. Обнаружено, что усиление в исследуемом резонаторе значительно превышает уровень потерь за счет присутствия АГММ данного типа, что позволяет многократно увеличить число необыкновенных мод в структуре. Потери моделировались посредством комплексной диэлектрической проницаемости среды резонатора за пределами АГММ. Изучив спектральные зависимости собственных значений матрицы \mathbf{P}_t , мы показали возможность генерации ТГц-волны в одномодовом режиме.

Генерация ТГц-излучения может быть получена в диапазоне 2–8 ТГц при значениях энергии Ферми 25–

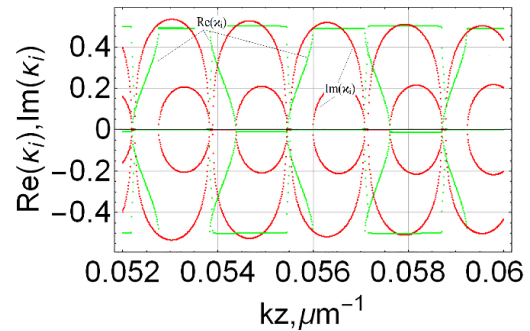


Рис. 2. Собственные значения χ_i матрицы \mathbf{P}_t в зависимости от z -компоненты волнового вектора k_z . $\text{Re}(\chi_i)$ — зеленые кривые, $\text{Im}(\chi_i)$ — красные кривые; $l = 1320$ мкм, $h = 5$ мкм, $E_F = 25$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с

26 мэВ. Проведена оценка оптимальных параметров резонатора и АГММ для достижения эффективной генерации ТГц-излучения.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Литература

1. X.-C. Zhang, J. Xu. Introduction to THz Wave Photonics. N.Y.: Springer-Verlag (2009).
2. J. Fan, L. Zhang, S. Wei, Z. Zhang, S. Choi, B. Song, Y. Shi // Materials Today 50 (2021).
3. О. Н. Козина, Л. А. Мельников // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Физика 19 (2), 122–131 (2019).
4. D. W. Berreman // J. Opt. Soc. Am., 62 (4), 1157 (1972).

Формирование спектра ФЛ из узкозонных твердых растворов HgCdTe и переходы между состояниями нейтральных вакансий ртути с испусканием квантов света и акустических фононов

Д. В. Козлов^{1,2,*}, В. В. Румянцев^{1,2}, А. В. Иконников³, А. А. Разова^{1,2}, Н. Н. Михайлов⁴, С. А. Дворецкий⁴, С. В. Морозов^{1,2}, В. И. Гавриленко^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

³ Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991

⁴ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

* dvkoz@ipmras.ru

Рассчитаны темпы релаксации дырок при их захвате на основное и возбужденные состояния однократно ионизованной вакансии ртути - двойного акцептора и внутрицентровых переходах в узкозонных слоях твердого раствора Hg_{1-x}Cd_xTe при испускании акустических фононов. Результаты позволяют объяснить форму спектра «вакансионной» длинноволновой инфракрасной фотолюминесценции.

Твердые растворы Hg_{1-x}Cd_xTe (КРТ) исследуются уже свыше пяти десятилетий. Интерес к таким структурам вызван возможностью менять ширину запрещенной зоны материала, подбирая состав твердого раствора. Это фундаментальное свойство твердых растворов КРТ делает такие материалы перспективными для оптоэлектроники дальнего инфракрасного диапазона. Одной из главных проблем при создании межзонных детекторов и источников, рассчитанных на длинноволновый диапазон, является уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли — Рида — Холла (ШРХ) через примесно-дефектные центры. Наиболее распространенным дефектом КРТ является вакансия ртути, которая возникает в указанных материалах из-за слабости химической связи ртуть — теллур. Вакансия ртути является двухзарядным, или двойным, акцептором. Такой акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A₂⁰-центр, с которым связаны две дырки, однократно ионизованный A₂⁻¹-центр, с которым связана одна дырка, и, наконец, полностью ионизованный A₂⁻²-центр свободный от дырок [1]. Вакансия ртути проявляет себя в спектре фотолюминесценции (ФЛ) узкозонных растворов КРТ в виде линий, расположенных левее полосы межзонных переходов. При исследованиях ФЛ амплитуда соответствующих линий будет определяться, во-первых, заселенностью соответствующих возбужденных состояний, с которых осуществляется переход на основное состояние, а во-вторых, соотношением вероятностей излучательного и безызлучательного механизма перехода дырки в конечное состояние. Для того чтобы учесть влияние указанных факторов на ФЛ, необходимо вычислить и сравнить между собой вероятности безызлучательных (с испусканием фононов) переходов дырок из валентной зоны на различные акцепторные состояния и внутрицентровые переходы. Целью настоящей работы является оценка скорости безызлучательных переходов дырок на локализованные состояния нейтральной вакансии ртути (A₂⁰-центра) с испусканием акустического фонона.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ и фотопроводника (ФП) объемных эпитаксиальных слоев

Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te. Спектр ФЛ в рассматриваемой длинноволновой области имеет два максимума, соответствующих энергиям квантов около 7.2 мэВ и 10.4 мэВ (особенности А и В). Спектральное положение особенности В хорошо соответствует максимуму спектра ФП образца *p*-типа, полученного из той же структуры при отжиге, увеличивающем концентрацию вакансий ртути.

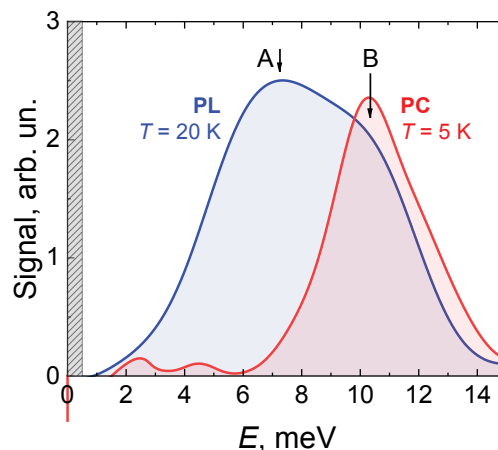


Рис. 1. Спектры длинноволновой ФЛ объемного эпитаксиального слоя Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te *n*-типа (PL) и спектр ФП слоя Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te *p*-типа (PC) (из работы [2]). Температуры, при которых проводились измерения, указаны на рисунке. Стрелками обозначены особенности спектра ФЛ. Серая область обозначает границу рабочего диапазона при исследовании ФЛ

Расчет темпов захвата носителей при испускании акустического фонона быстро растет с уменьшением энергии ионизации состояния. Времена переходов на мелкие возбужденные состояния при испускании акустических фононов составляют не более 120 пс для неравновесной концентрации дырок $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. С увеличением концентрации времена переходов уменьшаются. Исходя из этого, можно ожидать, что дырки из непрерывного спектра быстро захватываются на мелкие локализованные состояния и уходят из валентной зоны. При этом переходы носителей из континуума не будут давать существенного вклада в

сигнал ФЛ, т. е. спектр ФЛ должен быть сформирован переходами между локализованными состояниями.

Расчет показал, что темп захвата носителей на глубокие уровни пренебрежимо мал по сравнению с частотой переходов на мелкие состояния. Это связано с тем, что предельные энергии акустических фононов (10.56, 13.4 мэВ) сопоставимы с энергиями ионизации глубоких уровней (11.1 и 7.01 мэВ), из-за чего при захвате дырки могут испускаться только фононы с большими волновыми векторами. Длина волны такого фонона много меньше масштаба локализации волновой функции акцепторного состояния, и матричный элемент безызлучательного перехода оказывается малым. Таким образом, спектр ФЛ может формироваться только переходами между локализованными состояниями. Для определения, на каких акцепторных уровнях могут накапливаться носители при безызлучательных переходах с последующим включением излучательного механизма, были рассчитаны частоты переходов дырок между локализованными состояниями нейтральной вакансии ртути с испусканием акустических фононов.

Как уже отмечалось, в спектре ФЛ наблюдаются две особенности (см. рис. 1). Энергетическое положение особенности В (10.4 мэВ), совпадающее с максимумом спектра ФП, хорошо соответствует энергии перехода дырки с состояния $3\Gamma_7^-$ (энергия связи 0.42 мэВ) на основное состояние нейтральной вакансии ртути ($1\Gamma_8^+$), который обладает относительно большим матричным элементом. Положение особен-

ности А в спектре ФЛ близко к энергиям переходов $2\Gamma_8^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ и $1\Gamma_7^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ [3]. В спектре ФП данный переход не выражен, по-видимому из-за того, что его конечный уровень достаточно глубокий (энергия связи состояния $1\Gamma_7^-$ 3.07 мэВ), что приводит к низкой вероятности термической ионизации при $T = 5$ К.

Расчет показал, что состояние $3\Gamma_7^-$ (энергия ионизации 0.42 мэВ) быстро заполняется дырками из валентной зоны, а частоты безызлучательных переходов дырок на нижние состояния с этого уровня оказываются невелики по сравнению с частотами захвата дырок на мелкие состояния из континуума. Таким образом, дырки также будут скапливаться на уровне $3\Gamma_7^-$, создавая благоприятные условия для наблюдения перехода $3\Gamma_7^- \rightarrow 1\Gamma_8^+$ в спектре ФЛ.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 22-12-00298).

Литература

1. V. V. Romyantsev, *et al.* // *Semicond. Sci. Technol.*, **32** (2017) 095007 (9p).
2. Д. В. Козлов *и др.* // *ЖЭТФ*. 154(6), 1226–1231 (2018).
3. Д. В. Козлов, Т. А. Уаман Светикова *и др.* // *Письма в ЖЭТФ*. (2021). **113**(6), 399.

Влияние оптических фононов на гашение фотолюминесценции вакансий ртути в узкозонных твердых растворах HgCdTe при повышении температуры

Д. В. Козлов*, В. В. Румянцев, В. Я. Алешкин, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087
Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

* dvkoz@ipmngas.ru

Рассчитаны времена захвата дырок на основной уровень нейтральной вакансии ртути в твердом растворе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при испускании оптического фонона. Расчет показал, что этот процесс может конкурировать с захватом дырок на мелкие возбужденные состояния вакансионных центров с испусканием акустических фононов. Такая конкуренция может приводить к гашению линий в спектре вакансионной фотолюминесценции слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при увеличении температуры.

Интерес к твердым растворам $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) вызван возможностью менять ширину запрещенной зоны материала, подбирая состав твердого раствора. Это свойство делает такие материалы перспективными для создания межзонных детекторов и источников, рассчитанных на длинноволновый диапазон. Главной проблемой при разработке таких устройств является уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли — Рида — Холла (ШРХ) через примесно-дефектные центры. Наиболее распространенным дефектом $HgCdTe$ является вакансия ртути, которая возникает в указанных материалах из-за слабости химической связи ртуть — теллур. Вакансия ртути является двухзарядным или двойным акцептором. Такой акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A_2^0 -центр, с которым связаны две дырки, однократно ионизованный A_2^{-1} -центр, с которым связана одна дырка, и, наконец, полностью ионизованный A_2^{-2} -центр свободный от дырок [1]. Определение энергетического спектра вакансий представляет большой интерес, так как они могут играть значительную роль в рекомбинации по механизму ШРХ. Такая рекомбинация является конкурирующим процессом по отношению как к межзонной излучательной рекомбинации, так и к безызлучательной оже-рекомбинации.. Целью настоящей работы является расчет интенсивности безызлучательных переходов дырок из валентной зоны в локализованные состояния вакансий ртути с испусканием оптических фононов и обсуждение влияния этих процессов на внутрицентровую фотолюминесценцию.

Интенсивность сигнала длинноволновой (соответствующей энергии квантов от 3 до 11 мэВ) полосы ФЛ КРТ-структуры с долей кадмия в твердом растворе 19% уменьшается с ростом температуры от 20 до 40 К в 3 раза [2]. Это гашение сигнала ФЛ может быть связано с увеличением влияния безызлучательных переходов с испусканием акустических фононов при захвате дырок на состояния вакансии ртути. Интенсивность таких переходов растет с увеличением чисел заполнения фононов. В табл. 1 представлены энергии основного и трех p -подобных уровней нейтральной вакансии ртути, оптические переходы с которых на основное состояние, согласно [3], обладают

большим матричным элементом. Как было сказано выше, вакансия ртути является двухзарядным акцептором, и нейтральный центр возникает, когда с вакансией ртути связаны две дырки. Отметим, что уровни в табл. 1 классифицируются по состояниям частицы, находящейся на возбужденном уровне (вторая частица находится на состоянии $1\Gamma_8^+$, так как в противном случае энергия двухчастичного состояния попадает в непрерывный спектр [4]). В третьем столбце таблицы представлены времена безызлучательных переходов дырок при спонтанном испускании акустических фононов с представленных в первом столбце состояний на все нижележащие уровни, т. е. времена безызлучательного опустошения указанных состояний. В четвертом столбце представлены времена безызлучательных переходов дырок при испускании акустических фононов на эти состояния с вышележащих уровней и из непрерывного спектра — времена безызлучательного заселения уровней.

Таблица 1. Характеристики основного состояния нейтральной вакансии ртути в слое $Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te$ и трех нечетных возбужденных состояний, оптические переходы с которых на основной уровень формируют наблюдаемую в [2] длинноволновую полосу вакансионной ФЛ

Состояние	E_i , мэВ	τ_1 , нс	τ_2 , нс
$1\Gamma_8^+$ (основное)	—		
$2\Gamma_8^-$	3.8	9	1.4
$1\Gamma_7^-$	3.0	1.6	0.7
$3\Gamma_7^-$	0.42	1.5	2

Видно, что для трех описанных состояний времена спонтанного безызлучательного заселения меньше времен опустошения, что должно приводить к накоплению дырок на этих уровнях и появлению сигнала ФЛ при излучательных переходах дырок на основное состояние. Однако с повышением температуры время безызлучательного опустошения и заполнения состояний должно уменьшаться. Расчет показывает, как это время меняется для трех представленных в табл. 1 нечетных состояний. Для состояния $2\Gamma_8^-$ при росте температуры от 20 до 40 К время убывает в 1.4 раза,

а для состояний $1\Gamma_7^-$ и $3\Gamma_7^-$ — в 1.9 раза. Увеличение скорости безызлучательных переходов в два раза должно приводить к пропорциональному уменьшению интенсивности ФЛ, в то время как в эксперименте сигнал ФЛ при росте температуры от 20 до 40 К падает в 3 раза. Следовательно, необходимо рассмотреть другие механизмы безызлучательных переходов носителей, в частности, переходы с испусканием оптических фононов. Энергия оптического продольного HgTe-подобного фонона лежит в интервале от 15 до 17.5 мэВ, что заметно больше энергии ионизации нейтральной вакансии ртути. Это значит, что носители, оказывающиеся вблизи края валентной зоны, не могут переходить на локализованные состояния такой вакансии из-за недостаточной, по сравнению с энергией испускаемого фонона, разницей между энергиями начального и конечного состояний. Однако при отличной от нуля температуре есть некоторое количество носителей с энергией, достаточной для испускания оптического фонона при переходе на локализованное состояние. Число таких носителей растет с ростом температуры из-за изменения функции распределения. Это изменение числа носителей с высокой энергией и приводит к росту интенсивности испускания оптических фононов.

Расчет показывает, что время перехода дырки из континуума с испусканием оптического фонона уменьшается с ростом температуры. Так, при росте температуры от 20 до 40 К время испускания оптического фонона уменьшается с 64 до 16 пс. Первое значение времени захвата носителя значительно превышает величины времен захвата дырки на мелкие

возбужденные состояния при испускании акустических фононов, и в этом случае процесс с участием оптического фонона оказывает слабое влияние на процесс захвата. С ростом температуры до 40 К процесс перехода носителя на основное состояние, конкурирующий с захватом дырок на мелкие акцепторные состояния, становится более существенным. Захват носителей на мелкие уровни при испускании акустических фононов приводит к появлению ФЛ из-за излучательных переходов между локализованными состояниями, тогда как переход на основной уровень с испусканием оптического фонона вклада в ФЛ не дает. Конкуренция этих двух процессов приводит к гашению сигнала ФЛ с ростом температуры.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 21-52-12020).

Литература

1. V. V. Romyantsev, et al. // *Semicond. Sci. Technol.*, **32**, 095007 (9 p). (2017).
2. Д. В. Козлов и др. // *ЖЭТФ*, 2018, 154(6), 1226–1231.
3. Д. В. Козлов, Т. А. Уаман Светикова и др. // *Письма в ЖЭТФ*, 2021, **113**(6), 399.
4. Г. Бете, and Э. Солпитер. *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*. Москва : Физматлит, 1960. 564 с.

Новый оптический метод исследования узкозонных полупроводниковых наноструктур A^2B^6 и A^3B^5 — фотомодуляционная фурье-спектроскопия отражения

О. С. Комков

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5 Ф, Санкт-Петербург, 197022
okomkov@yahoo.com

Разработан неразрушающий метод исследования монокристаллических полупроводниковых материалов и квантово-размерных структур в среднем и ближнем инфракрасном диапазоне. На примере варизонных гетероструктур CdHgTe продемонстрирована возможность измерения встроенного электрического поля. Поля и концентрации свободных носителей заряда определялись в гомоэпитаксиальных слоях InSb. Измерен полный энергетический спектр носителей заряда в узкозонных сверхрешетках InGaAs/InAlAs, в одиночных квантовых ямах InSb/AlInSb и InAs/InGaAs, а также в субмонослойных вставках InSb в объемном InAs и InAs/InGaAs/InAlAs квантовых ямах.

Метод фотомодуляционной фурье-спектроскопии объединяет преимущества бесконтактной модуляционной оптической спектроскопии отражения (фотоотражения), отличающейся высокой информативностью [1], и инфракрасной фурье-спектроскопии, обладающей значительными преимуществами в светосиле. Недостатки классических модуляционных методов в среднем ИК-диапазоне определялись неэффективным использованием светового потока в системе «щель — дифракционная решетка (призма)» совместно с относительно малой яркостью источников излучения и низкой чувствительностью фотоприемников этого спектрального диапазона. На выходе традиционных дифракционных спектрометров детектировались лишь десятые доли процента интенсивности входного излучения (в отличие от фурье-спектрометров, где до образца доходит почти половина излучения источника).

Методика эксперимента

Схема разработанной на основе исследовательского фурье-спектрометра Vertex 80 экспериментальной

установки для получения фотомодуляционных спектров отражения ($\Delta R/R$) приведена на рис. 1. После измерения ΔR производится восстановление фазы этого сигнала по методике, описанной в [1].

Результаты и обсуждение

На примере варизонных гетероструктур $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te/Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0,22 \dots 0,45$), выращенных в ИФП СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si- и GaAs-подложках, были продемонстрированы возможности разработанного метода вплоть до 16 мкм. Во всех фотомодуляционных спектрах наблюдались осцилляции Франца — Келдыша (ОФК), по периоду которых определялась усредненная напряженность встроенных электрических полей. Экспериментально полученные поля сравнивались с результатами наших расчетов неоднородного электрического поля, проведенных по [2]. В случае применения метода к исследованию более простых узкозонных структур InSb/ n^+ -InSb [3] по ОФК бесконтактно определялась концентрация свободных носителей заряда в нелегированных эпитаксиальных слоях InSb.



Рис. 1. Схема установки на основе фурье-спектрометра для измерения фотомодуляционных спектров отражения в среднем и ближнем инфракрасном диапазоне

Метод хорошо зарекомендовал себя при измерении энергии краев мини-зон электронов в сверхрешетках $\text{In}_{0,82}\text{Ga}_{0,18}\text{As}$ (10 нм) / $\text{In}_{0,75}\text{Al}_{0,25}\text{As}$ (2 нм) с различным количеством периодов [4], и энергии практически всех межзонных оптических переходов в 10-нм одиночных квантовых ямах $\text{InAs}/\text{In}_{0,66}\text{Ga}_{0,34}\text{As}/\text{In}_{0,77}\text{Al}_{0,23}\text{As}$ [5] и в 20-нм квантовых ямах $\text{InSb}/\text{Al}_y\text{In}_{1-y}\text{Sb}$ разной глубины [6]. Энергии оптических переходов с основных и возбужденных энергетических уровней были зарегистрированы также в наноструктурах с множественными монослойными InSb -вставками в объемном InAs [6], а также в наноструктурах с одиночными и тройными субмонослойными InSb -вставками в квантовых ямах $\text{InAs}/\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ [5].

Таким образом, была продемонстрирована применимость разработанного метода фотомодуляционной фурье-спектроскопии отражения для измерения встроенных электрических полей и концентраций свободных носителей заряда в объемных узкозонных полупроводниковых материалах и энергий межзонных оптических переходов в различных квантово-размерных структурах.

Автор выражает глубокую благодарность Д. Д. Фирсову за помощь в проведении экспериментов, а также М. В. Якушеву (ИФП СО РАН), С. В. Иванову,

В. А. Соловьёву и М. Ю. Чернову (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН) за предоставленные образцы.

Финансирование

Работа поддержана грантом РНФ № 22-29-20141 (<https://rscf.ru/project/22-29-20141>), грантом Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с соглашением от 14 апреля 2022 г. № 18/2022.

Литература

1. О. С. Комков // Физика твердого тела, **63** (8), 991 (2021).
2. Т. Е. Ковалевская, В. Н. Овсяк // Автометрия, **40** (4), 57 (2004).
3. О. С. Комков, Д. Д. Фирсов, Т. В. Львова и др. // Физика твердого тела, **58** (12), 2307 (2016).
4. M. Yu. Chernov, V. A. Solov'ev, O. S. Komkov *et al.* // Journal of Applied Physics, **127** (12), 125706 (2020).
5. O. S. Komkov, D. D. Firsov, A. D. Andreev, *et al.* // Japanese Journal of Applied Physics, **58** (5), 050923 (2019).
6. D. D. Firsov, O. S. Komkov, V. A. Solov'ev, *et al.* // Journal of the Optical Society of America B, **36** (4), 910 (2019).

Теоретический анализ электронной зонной структуры в ромбоэдрических фазах германия

А. А. Чижова*, А. П. Гажулина, К. Р. Мухаматчин, Д. А. Павлов, Д. И. Тетельбаум, А. А. Конаков**

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*chizhova@phys.unn.ru, **konakov_anton@mail.ru

Расчеты электронной структуры политипов 9R, 15R, 21R полупроводникового германия, выполненные различными методами, показали, что «гексагонализация» кристалла (увеличение количества слоев кристалла лонсдейлита 2H в сравнении с кубической фазой 3C) приводит к «выпрямлению» его электронной структуры, однако ширина запрещенной зоны уменьшается, смещаясь в область значений 0.4–0.55 эВ (ближний ИК-диапазон спектра). Исследованы зависимости ширины прямой и непрямоугольной энергетических щелей и матричные элементы излучательных переходов в различных политипах германия от степени «гексагонализации» кристалла.

Введение

Ранее нами показано [1], что ромбоэдрический кремний фазы 9R имеет значительно лучшие излучательные свойства в сравнении с кубическим кремнием 3C. Тем не менее он не является прямозонным полупроводником. Что касается оптических свойств германия, то в [2] проведено исследование зонной структуры и оптических свойств Ge со структурой лонсдейлита (политип 2H) методом псевдопотенциала с учетом спин-орбитального взаимодействия. Ge в структуре 2H оказывается прямозонным со значительно меньшей (0.3 эВ) шириной запрещенной зоны, чем кубический Ge.

В работе на основе двух методов (теории функционала плотности в базе присоединенных плоских волн и метода эмпирического псевдопотенциала) показано, что различные ромбоэдрические фазы германия (9R, 15R, 21R) являются прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны в диапазоне 0.4–0.55 эВ.

Исследованы зависимости ширины прямой и непрямоугольной энергетических щелей и матричные элементы излучательных переходов от степени «гексагонализации» кристалла.

Методика расчета и обсуждение результатов

Расчеты электронной зонной структуры 9R-Ge проводились из первых принципов методом теории функционала плотности (ТФП) с использованием полнопотенциального подхода в базе линейризованных присоединенных плоских волн с применением программного пакета Wien2k [3]. Спин-орбитальное взаимодействие также принималось во внимание во всех вычислениях.

С помощью расчетов по методу ТФП нами была впервые построена зонная структура объемного 9R-Ge. Параметры решетки $a = 0.398$ нм и $c = 2.927$ нм были получены с использованием соответствия между ячейками 3x3C (утроенной ячейкой кубического материала) и 9R. На рис. 1 представлен результат расчета электронной структуры 9R политипа германия.

Несмотря на многочисленные преимущества, методы теории функционала плотности требуют доста-

точно больших вычислительных ресурсов. Именно поэтому для анализа роли «гексагонализации» кристаллической структуры материала в формировании его электронной зонной структуры мы решили воспользоваться методом эмпирического псевдопотенциала [4].

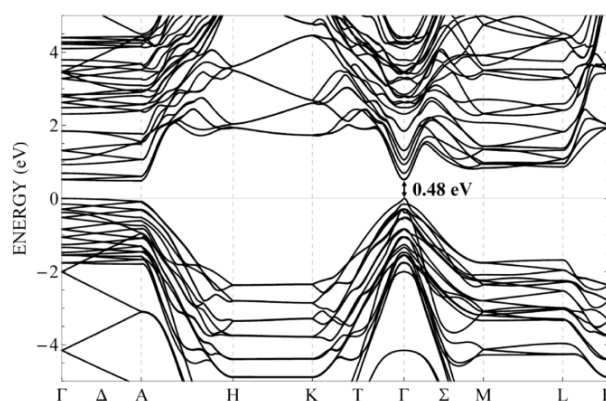


Рис. 1. Рассчитанная методом теории функционала плотности зонная структура объемного 9R-Ge. Параметры решетки: $a = 0.398$ нм и $c = 2.927$ нм

Выполненные методом эмпирического псевдопотенциала расчеты для полупроводникового германия показывают, что в гексагональных фазах он становится прямозонным, а ширина запрещенной зоны уходит в область значений ~ 0.5 эВ (ближний ИК-диапазон спектра).

Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 22-79-00281.

Литература

1. A. Nikolskaya *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 113, 182103 (2018).
2. A. De and C. E. Pryor // J. Phys.: Cond. Mat., V. 26, 045801 (2014).
3. P. Blaha *et al.* // J. Chem. Phys. 152, 074101 (2020).
4. M. L. Cohen, T.K. Bergstresser // Phys. Rev. V. 141, P. 789 (1966).

Определение энергии активации десорбции фосфора с подложки InP(001), отожженной в потоке мышьяка

Д. А. Колосовский*, Д. В. Дмитриев, С. А. Пономарев, А. И. Торопов, К. С. Журавлев

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

* d.kolosovsky@isp.nsc.ru

В работе экспериментально исследован процесс десорбции фосфора с *epi-ready* подложек InP(001) при высокотемпературном отжиге в потоке мышьяка. Предложена оригинальная методика определения количества атомов фосфора, десорбирующих с поверхности, путем определения количества атомов мышьяка в твердом растворе InPAs и островках InAs. Поток десорбирующий с поверхности фосфора повышается от $1 \cdot 10^{-4}$ монослоя·см⁻²·с⁻¹ при температуре отжига 500 °С до $7.3 \cdot 10^{-4}$ монослоя·см⁻²·с⁻¹ при 540 °С. Энергия активации процесса десорбции фосфора составила 2.7 ± 0.2 эВ.

Введение

Подложки фосфида индия (InP) активно используются в методах молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) для роста гетероэпитаксиальных структур (ГЭС), поскольку фосфид индия является перспективной технологической платформой для современной элементной базы радиофотоники [1]. Процесс роста ГЭС начинается с удаления аморфного окисного слоя подложки. Обычно его удаляют высокотемпературным отжигом в сверхвысоком вакууме. Однако температура полного удаления окисного слоя выше температуры десорбции фосфора и образования индиевых капель. Поэтому для предотвращения диссоциации поверхности отжиг подложек InP проводят в потоке мышьяка [2].

Однако в процессе отжига InP в потоке мышьяка происходит обменное взаимодействие между фосфором и мышьяком, в результате которого мышьяк занимает место фосфора в кристаллической решетке. Механизмы протекания этих процессов хорошо изучены, а энергия активации десорбции фосфора давно определена.

При наличии окисного слоя на поверхности InP отжиг в потоке мышьяка приводит к другому состоянию поверхности. На поверхности формируется твердый раствор InPAs с InAs островками [2]. Основной причиной трансформации поверхности в этом случае все также остается десорбция фосфора с поверхности. Для построения модели зародышеобразования и понимания начальных процессов роста ГЭС в такой системе необходимо знать значение потока фосфора, десорбирующего с поверхности, и его энергию активации.

В данной работе предложена методика определения потока фосфора, десорбирующего с поверхности, и его энергии активации из данных о морфологии и элементном составе поверхности InP(001), отожженной в потоке мышьяка. Определен поток фосфора, десорбирующий с поверхности, при типичных температурах отжига InP в мышьяке и его энергия активации.

Методика определения потока десорбирующего фосфора

Для формирования InAs-островка и твердого раствора InPAs необходимы атомы индия, фосфора и мышьяка. Считается, что в InAs-островках количест-

во атомов индия и мышьяка соотносится 1:1. Источником атомов индия для формирования твердого раствора InPAs и InAs-островков может служить аморфный окисный слой, который состоит из In₂O₃, InPO₃, InPO₄, In(OH)₃ и In(PO₃)₃. Видно, что в окисном слое присутствуют атомы индия, которые могут участвовать в процессе формирования твердого раствора и островков. Также индий может поступать на поверхность из InP-подложки путем разрыва связи с атомами пятой группы. Известно, что разрыв связи атомов индия с атомами фосфора более вероятен, чем разрыв связи атомов индия с атомами мышьяка. После разрыва связи атомов индия с атомами фосфора последние десорбируют с поверхности, а первые взаимодействуют с мышьяком, который поступает на поверхность подложки из молекулярного источника. Таким образом, если определить количество атомов индия в твердом растворе InPAs и InAs-островках, поступивших из-за разрыва связи с фосфором, то можно определить количество атомов фосфора, десорбирующих с поверхности [3].

Для исключения атомов индия, поступающих из окисного слоя, твердый раствор InPAs и InAs-островки рассматривались в двух временных точках. Первой временной точкой является момент образования структуры (4×2) на дифракционной картине, свидетельствующей об атомарно чистой поверхности подложки. Образование атомарно чистой поверхности указывает, что все атомы индия из окисного слоя встроились в кристаллическую структуру. Второй временной точкой будет являться двухминутная выдержка в потоке мышьяка, при температуре формирования структуры (4×2), поскольку 2 минуты — типичное время перехода между процессом отжига к процессу роста ГЭС. Определив разницу в количестве атомов мышьяка в твердом растворе InPAs и InAs-островках, между этими двумя временными точками, можно исключить количество атомов индия, источником которых являлся окисный слой [3].

Методика проведения эксперимента

Для исследований использовались *epi-ready* подложки InP(001) фирмы АХТ. Отжиг образцов проводился в ростовой камере установки МЛЭ Riber Compact 21Т. Экспериментальные образцы были поделены на две серии. Отжиг образцов первой серии завершался при получении структуры (4×2), образцы второй серии дополнительно выдерживались 2 мину-

ты в потоке мышьяка (F_{As}) при температуре отжига (T_{sub}), равной температуре формирования структуры (4×2), после чего процесс отжига завершился. Контроль образования структуры (4×2) осуществлялся методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Температура подложки при отжиге изменялась со скоростью около $10^\circ\text{C}/\text{мин}$. После завершения отжига образцы охлаждались в потоке мышьяка со скоростью примерно $50^\circ\text{C}/\text{мин}$.

Экспериментальные результаты

Таблица 1. Количество атомов мышьяка в твердом растворе InPAs и InAs-островках

T_{sub} ($^\circ\text{C}$)	N_{As} ($\text{см}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1}$)		
	InPAs		InAs
	$t = 0$ с		$t = 120$ с
500	$2.5 \cdot 10^{14}$	$5.8 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^{13}$
520	$6.5 \cdot 10^{14}$	$6.5 \cdot 10^{12}$	$2.5 \cdot 10^{13}$
540	$7.8 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{13}$	$6.3 \cdot 10^{13}$

В таблице 1 представлены данные о количестве атомов мышьяка (N_{As}) на 1 см^2 в твердом растворе InPAs и InAs-островках в случае прекращения отжига после формирования структуры (4×2) ($t = 0$ с), а также после двухминутной выдержки в потоке мышьяка после формирования структуры (4×2) ($t = 120$ с). Для твердого раствора InPAs представлены данные только для $t = 0$ с, поскольку методом ДБЭО не было зафиксировано изменение состава твердого раствора в течение двухминутной выдержки в потоке мышьяка. Видно, что количество атомов мышьяка при $t = 0$ с и при $t = 120$ с изменяется только в InAs-островках. Из этих данных было определено, какая часть монослоя фосфора (k_p) десорбирует в единицу времени с 1 см^2 . Зависимость k_p от T_{sub} приведена на рис. 1. Из аппроксимации зависимости k_p от T_{sub} функцией

$k_p = A \times \exp[-(E_a/kT_{sub})]$ была определена энергия активации десорбции фосфора (E_a), которая составила 2.7 ± 0.2 эВ.

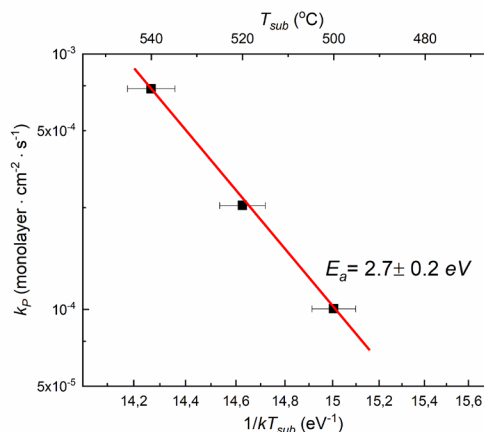


Рис. 1. График зависимости k_p от температуры отжига

В работе показано, что поток фосфора, десорбирующий с поверхности *epi-ready* подложек InP(001) при отжиге в потоке мышьяка, повышается от $1 \cdot 10^{-4}$ монослоя $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ при температуре отжига 500°C до $7.3 \cdot 10^{-4}$ монослоя $\cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ при 540°C . Энергия активации процесса десорбции фосфора составила 2.7 ± 0.2 эВ.

Литература

1. R. Nagarajan *et al.* // IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron., **16**, 1119 (2010).
2. D. V. Dmitriev *et al.* // Surf. Sci., **710**, 121861 (2021).
3. Д. А. Колосовский *и др.* // ФТП, **56**(7), 646 (2022).

Ионный синтез наноразмерных включений Ga₂O₃ в диэлектрических матрицах

Д. С. Королёв^{1,*}, К. С. Матюнина¹, А. А. Никольская¹, А. И. Белов¹, А. Н. Михайлов¹, А. В. Нежданов¹, Р. Н. Крюков¹, А. А. Сушков¹, Д. А. Павлов¹, П. А. Юнин^{1,2}, М. Н. Дроздов², Д. И. Тетельбаум¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

*dmkorolev@phys.unn.ru

Исследован процесс ионно-лучевого синтеза нанокристаллических включений оксида галлия при имплантации ионов галлия и кислорода с последующим высокотемпературным отжигом. Показано, что образование связей Ga-O происходит даже в отсутствие отжига, а высокотемпературный отжиг приводит к дополнительному окислению галлия. Образование нанокристаллических включений подтверждено методом просвечивающей электронной микроскопии.

Введение

Наноматериалы на основе оксида галлия в настоящее время рассматриваются в качестве основы для полупроводниковой электроники четвертого поколения, которая в перспективе заменит устройства на базе SiC и GaN. Оксид галлия обладает большой шириной запрещенной зоны (4,5–5 эВ), большой величиной пробивного поля, а также продемонстрировал высокую эффективность при создании силовых приборов, «солнечно-слепых» фотодетекторов и газовых сенсоров. Однако широкое использование данного материала ограничивается сложностью получения и высокой стоимостью монокристаллических подложек, а технологии создания тонких пленок этого материала (в том числе эпитаксиальных) пока недостаточно отработаны.

В данной работе предлагается новый способ получения наноматериалов на основе оксида галлия — ионно-лучевой синтез нановключений Ga₂O₃ в диэлектрических матрицах на кремнии. Преимуществом данного подхода является то, что используемые материалы и технологические операции полностью совместимы с современной кремниевой технологией.

Методика эксперимента

В качестве исходных образцов использовались пленки SiO₂ (350 нм) и Al₂O₃ (200 нм), осажденные на подложки кремния. Имплантация ионов Ga⁺ (80 кэВ, 5·10¹⁶ см⁻²) и O₂⁺ (45 кэВ, 3·10¹⁶ см⁻²) проводилась с вариацией порядка облучения. Также применялось однократное облучение ионами только галлия. На второй стадии ионного синтеза образцы подвергались последовательному отжигу при температурах 300, 500, 700 и 900 °С (по 30 мин) в атмосфере азота. Также для сравнения применялся однократный отжиг (30 мин) при температурах 700 и 900 °С в атмосфере азота и при температуре 900 °С в атмосфере кислорода.

Результаты и обсуждение

Исследование химического состава синтезированных образцов методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) наряду с образованием «металлического» галлия выявило формирование связей Ga-O даже в отсутствие отжига, причем для имплантированных образцов SiO₂/Si образование та-

ких связей наблюдается даже без дополнительной имплантации кислорода (рис. 1). После отжига происходит дополнительное окисление галлия и образование связей Ga-O во всех исследованных образцах. Стоит отметить, что в отсутствие дополнительной имплантации кислорода в спектрах РФЭС после отжига окисление «металлического» галлия происходит до состояния с недостатком кислорода Ga₂O, что свидетельствует о существовании предельного количества атомов кислорода из оксидной матрицы, способного участвовать в окислении галлия.

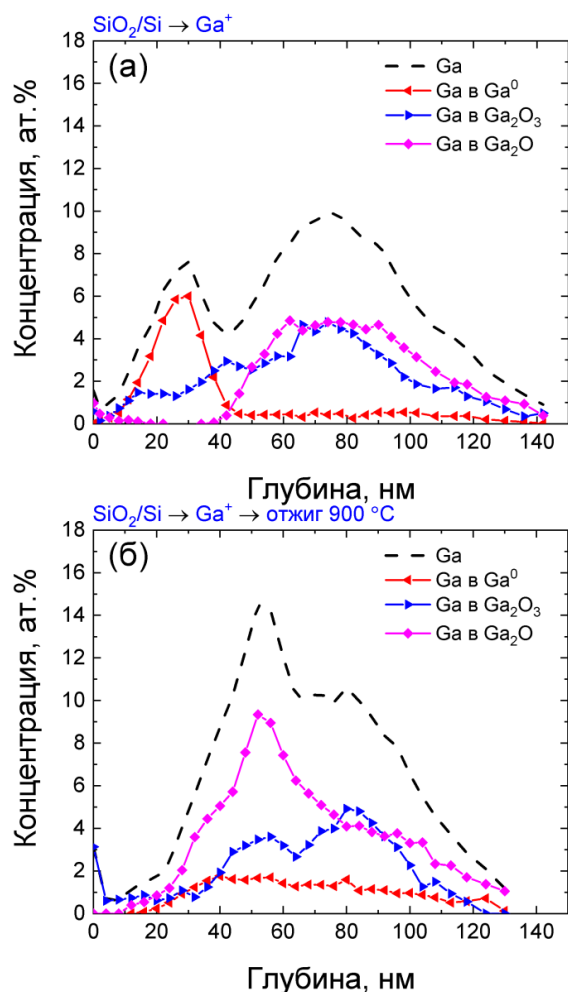


Рис. 1. Распределение галлия и химических связей галлия по глубине для образца SiO₂/Si:Ga⁺ до (а) и после отжига при 900 °С (б)

Изучение фотолюминесценции (ФЛ) синтезированных образцов без отжига не выявило каких-либо люминесцентных линий. Отжиг при температуре 300 °С приводит к слабой люминесценции в области

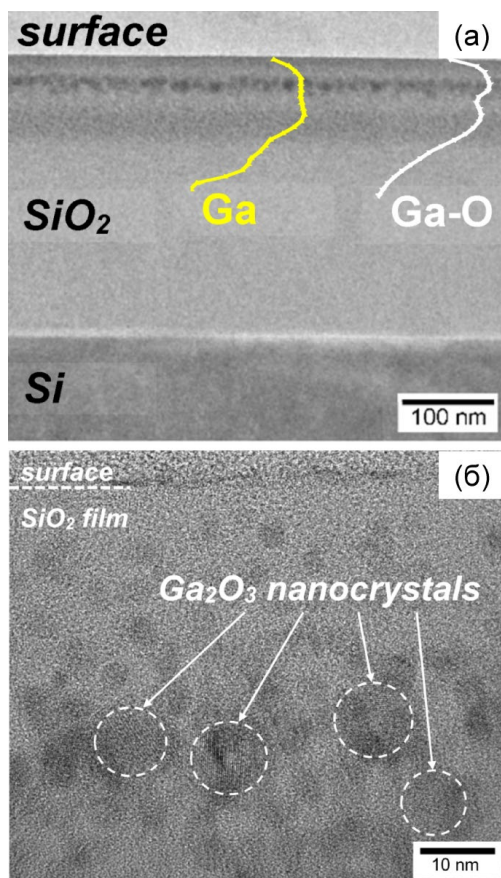


Рис. 2. Изображение поперечного среза структуры SiO₂/Si:(Ga⁺+O⁺) после заключительного отжига при 900 °С. Желтой и белой кривыми показаны профили распределения элементного и окисленного галлия соответственно, полученные методом ВИМС (а). Изображение ПЭМ высокого разрешения для того же образца, на котором выделены синтезированные нанокристаллы Ga₂O₃ (б)

400–550 нм, интенсивность которой существенно возрастает с увеличением температуры отжига. Эволюция спектров люминесценции с увеличением температуры может быть объяснена формированием при низких температурах дефектных нановключений γ-Ga₂O₃, которые с увеличением температуры отжига могут переходить в β-фазу, для которой ширина запрещенной зоны отличается. Также немаловажно отметить возможный вклад квантово-размерного эффекта, приводящего к сдвигу максимума линии ФЛ, наблюдаемому в эксперименте.

Исследование методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) структуры SiO₂/Si:Ga⁺+O⁺ после отжига при 900 °С выявило образование двух слоев темного контраста вблизи поверхности (рис. 2). Исследование методом вторичной ионной масс-спектрометрии показало, что области темного контраста на изображении ПЭМ обусловлены связями Ga-O. Исследование изображений высокого разрешения выявило образование нанокристаллических включений с межплоскостными расстояниями, характерными для β-Ga₂O₃. Это подтверждается также данными рентгеновской дифракции для этого образца, для которой обнаруживается слабый пик, обусловленный отражением от плоскости (002) для β-Ga₂O₃.

Таким образом, в данной работе показано, что имплантация ионов галлия и кислорода с последующим отжигом приводит к синтезу нановключений оксида галлия. Результаты исследований дают возможность практического применения разработанной методики синтеза наноструктур с включениями Ga₂O₃ для создания фотоприемных и светоизлучающих устройств нового поколения.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-79-10233, <https://rscf.ru/project/21-79-10233/>.

Анализ и сопоставление детектирующих свойств неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона в рамках обобщенной теоретической модели

С. А. Королёв

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
pesh@ipm.sci-nnov.ru

В рамках обобщенной теоретической модели, разработанной для неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона, определены возможные семейства данного класса приборов, проанализированы их достижимые характеристики. Показано, что все детекторы рассматриваемого класса можно разделить на два семейства с качественно разным поведением параметра квадратичной нелинейности в зависимости от проводимости диода. Из проведенного анализа, в частности, следует, что максимальное значение ампер-ваттной чувствительности детекторов данного класса в режиме работы без смещения не превышает $\sim 20\text{--}30$ А/Вт.

Введение

Неохлаждаемые детекторы миллиметрового диапазона широко используются для решения ряда научных и практических задач. Наиболее универсальным и распространенным среди них является диод с барьером Шоттки [1], активно разрабатываются и используются обращенный диод [2], резонансно-туннельный диод [3], гетеробарьерный диод [4].

Механизм электронного транспорта в большинстве детекторных диодов хорошо изучен [5], однако используемые для этого теоретические модели не универсальны, то есть применимы только к конкретному типу диода. В данной работе предложена обобщенная теоретическая модель, которая описывает широкий класс неохлаждаемых детекторных диодов миллиметрового диапазона. Анализ приборов в рамках данной модели позволяет установить внутреннюю связь между диодами различных типов, определить все возможные семейства диодов рассматриваемого класса, найти достижимые характеристики диодных детекторов. Сопоставление характеристик различных типов детекторов позволяет сделать вывод об их применимости для решения той или иной практической задачи.

Теоретическая модель

Рассматривается одномерная структура, которая может включать как диэлектрические/полупроводниковые, так и металлические слои. Первый и последний слои выступают в качестве электродов, то есть являются хорошо проводящими слоями, изготовленными либо из сильнолегированного полупроводника, либо из металла. Проводимость электродов такова, что падением напряжения на них можно пренебречь, по сравнению с падением напряжения на промежуточных слоях, которые в совокупности можно назвать барьерным слоем. Подразумевается, что структура является кристаллической. Однако результаты работы не изменятся, если диэлектрические и металлические слои будут аморфными.

Основным приближением модели является допущение о том, что в барьерном слое рассеяние электронов несущественно, либо отсутствует полностью. То есть выполняется условие сохранения лежащей в плоскости слоев компоненты волнового вектора электрона

трона \vec{k}_\perp и его энергии E при прохождении электроном барьерного слоя.

В итоге, могут быть получены следующие выражения для проводимости G и параметра квадратичной нелинейности β структуры:

$$G = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \int_{S_{\vec{k}_\perp}} d\vec{k}_\perp \sum_{i=1}^2 \{ |\alpha_{i,s}| f(E_{i,s}) - |\alpha_{i,f}| f(E_{i,f}) \}, \quad (1)$$

$$\beta = e \frac{\int_{S_{\vec{k}_\perp}} d\vec{k}_\perp \sum_{i=1}^2 (-1)^i \{ |\alpha_{i,s}|^2 f'(E_{i,s}) - |\alpha_{i,f}|^2 f'(E_{i,f}) \}}{\int_{S_{\vec{k}_\perp}} d\vec{k}_\perp \sum_{i=1}^2 \{ |\alpha_{i,s}| f(E_{i,s}) - |\alpha_{i,f}| f(E_{i,f}) \}}, \quad (2)$$

где $f(E)$ — функция распределения Ферми — Дирака, $f'(E) = -\frac{d}{dE} f(E)$, $E_{i,s(f)}(\vec{k}_\perp)$ — нижняя (верхняя) граница разрешенной для перехода из i -го электрода через барьерный слой области энергии для заданного \vec{k}_\perp , которая линейно зависит от приложенного напряжения V : $E_{i,s(f)}(\vec{k}_\perp, V) = E_{i,s(f),0}(\vec{k}_\perp) + \alpha_{i,s(f)}(\vec{k}_\perp)eV$, причем $\alpha_{1,s(f)}(\vec{k}_\perp) \geq 0$, $\alpha_{2,s(f)}(\vec{k}_\perp) \leq 0$, $|\alpha_{1,s(f)}(\vec{k}_\perp)| + |\alpha_{2,s(f)}(\vec{k}_\perp)| = 1$; e — элементарный заряд, \hbar — приведенная постоянная Планка. Интегрирование в (1) и (2) проводится по всем \vec{k}_\perp , для которых разрешен переход через барьерный слой.

Классификация детекторов и их достижимые характеристики

Анализ выражений (1) и (2) показывает, что все детекторы, описываемые предложенной моделью, можно разделить на два семейства с качественно разной зависимостью максимального значения параметра квадратичной нелинейности β_{\max} от проводимости структуры G . Для первого семейства β_{\max} не зависит от G , для второго семейства $\beta_{\max} \sim 1/G$ в режиме работы со смещением и $\beta_{\max} \sim 1/\sqrt{G}$ в режиме работы без смещения.

В таблице для обоих семейств и обоих режимов работы детекторов приведены оценочные значения для проводимости G , ампер-ваттной чувствительности S_I , импеданса Z , предельной мощности входного сигнала для режима квадратичного детектирования (на единицу площади диодной структуры) $P_{RF,USL} \sim 1/S_I^2$, а также примеры конкретных типов детекторных диодов с соответствующими ссылками на литературный источник. При оценке характеристик

Таблица. Классификация неохлаждаемых детекторов миллиметрового диапазона, оценочные значения достижимых характеристик, примеры

Семейство	Режим работы	G , $1/(\text{Ом} \cdot \text{мкм}^2)$	S_I , А/Вт	Z , Ом·мкм ²	$P_{RF,USL}$, Вт/мкм ²	Примеры
1	Без смещения	$\sim 10^{-4} \div 10^{-3}$	~ 20	$\sim [300 - i1600]$ $\div [800 - i400]$	$\sim 3 \cdot 10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-7}$	Диод с барьером Шоттки [1]
	Со смещением					Гетеробарьерный диод [4]
2	Без смещения	$< \sim 10^{-3}$	~ 30	$\sim [120 - i40]$	$\sim 2 \cdot 10^{-7}$	Обращенный диод [2] Резонансно-туннельный диод [3]
	Со смещением	$\sim 9 \cdot 10^{-3}$	~ 500	$\sim [100 - i50]$	$< \sim 10^{-11}$	Туннельный диод [6]

использовались следующие значения параметров: эффективная масса носителя заряда $m_{\perp}^* \sim 0.1m_0$, где m_0 — масса свободного электрона; емкость барьерного слоя $c \sim 1$ фФ/мкм² для диодов первого семейства и $c \sim 30$ фФ/мкм² для диодов второго семейства, последовательное сопротивление $r_s \sim 100$ Ом·мкм², частота детектируемого сигнала $f \sim 100$ ГГц.

Заключение

В работе проведен анализ достижимых характеристик неохлаждаемых детекторов миллиметрового диапазона на основе обобщенной теоретической модели. Результаты работы могут служить ориентиром при выборе типа детектора для конкретного приложения.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-79-10029, <https://rscf.ru/project/22-79-10029/>.

Литература

1. E. H. Roderick, R. H. Williams // *Metal-semiconductor contacts*, 2nd ed. – Oxford: Clarendon Press, 1988.
2. Z. Zhang, R. Rajavel, P. Deelman *et al.* // *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, **21** (5), 267 (2011).
3. P. Chahal, F. Morris, G. Frazier. // *IEEE Electr. Device L.*, **26** (12), 894 (2005).
4. N. V. Vostokov, M. V. Revin, V. I. Shashkin // *J. Appl. Phys.*, **127**, 044503 (2020).
5. S. M. Sze, K. K. Ng. // *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. — Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2007.
6. W. F. Gabriel. // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, **MTT-15** (10), 538 (1967).

Проявление анизотропии интерфейса в квантовых ямах CdTe

Л. В. Котова^{1,2,*}, R. Andr'e³, H. Mariette³, В. П. Кочерешко¹

¹ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, 194021, Россия

² Университет ИТМО, Санкт Петербург, 197101, Россия

³ Institut Neel, CNRS, F-38000 Grenoble, France

* kotova@mail.ioffe.ru

Исследованы спектры фотолюминесценции и поляризованного отражения структур с квантовыми ямами с симметричными барьерами Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te/CdTe/ Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te и асимметричными барьерами Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te /CdTe/Cd_{0,4}Mg_{0,6}Te. В структурах с симметричными барьерами экситонные резонансы обнаруживались в спектрах отражения и отсутствовали в спектрах фотолюминесценции. В структурах с асимметричными барьерами в области экситонных резонансов обнаружено явление двулучепреломления света, обусловленное более низкой симметрией интерфейсов по сравнению с симметрией объемных кристаллов.

Введение

Полупроводниковые соединения A₂B₆, в частности CdTe и ZnTe, часто используются для фундаментальных исследований. Они обладают высоким структурным совершенством и уникальными оптическими свойствами и удобны в качестве модельного объекта для исследования новых физических явлений. К сожалению, их использование для приложений устройств не очень широко распространено из-за быстрой деградации.

Одной из причин, затрудняющих практическое использование гетероструктур на основе соединений CdTe и ZnTe, является заметное несоответствие их кристаллических решеток. В результате на границах раздела возникают механические напряжения, которые могут приводить к разрушению структуры. Из-за несоответствия решеток величина разрыва зон известна довольно приблизительно. Так, разброс опубликованных данных о разрыве зон в валентной зоне гетероструктур CdTe/ZnTe достигает 10% от общей ширины запрещенной зоны [1]. Интерфейсы являются местом максимального рассогласования кристаллических решеток контактируемых материалов, и следовательно, местом зарождения дислокаций. Поэтому исследование свойств интерфейсов является важнейшей практической задачей.

В данной работе представлено подробное экспериментальное исследование спектров фотолюминесценции и поляризации отражения от структур с квантовыми ямами с симметричными и асимметричными барьерами. В структуре с асимметричными барьерами обнаружено явление двулучепреломления, вызванное пониженной симметрией интерфейса в гетероструктуре. Ранее проявление пониженной симметрии интерфейса наблюдалось в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур типа II, где экситон «привязан» непосредственно к интерфейсу [2], то есть в локальных свойствах структуры. В данной работе иначе, пониженная симметрия интерфейса проявлялась в диэлектрическом отклике структур типа I вблизи экситонных резонансов.

Эксперимент

Исследовались структуры на основе CdTe/Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te с одиночными квантовыми ямами шириной 8 нм, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии в направлении [001]. Был изготовлен набор таких структур с симметричными и асимметричными барьерами. В первом случае квантовая яма была окружена симметричными барьерами

с составом 10% Zn с обеих сторон, а во втором случае один из барьеров был такой же, как в симметричной структуре, а другой барьер — на основе Cd_{0,4}Mg_{0,6}Te. Высота этих барьеров отличалась более чем в два раза. Оба типа структур, с симметричными и асимметричными барьерами, были выращены на подложках Cd_(1-x)Zn_xTe с составом $x = 4\%$ и $x = 20\%$. Для буферного слоя в обоих случаях использовался Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te толщиной 1000 нм. Использование структур с большим составом Zn в подложке позволяло регистрировать не только спектры ФЛ и отражения, но и спектры пропускания.

Спектры снимались с помощью 0.5М монохроматора с CCD-камерой. В качестве источника света для регистрации спектров пропускания и отражения в эксперименте использовалась галогенная лампа, а для спектров ФЛ использовался лазер с длиной волны излучения 533 нм.

Результаты и обсуждение

В структурах с симметричными барьерами в спектрах отражения обнаружены экситонные резонансы, не проявляющиеся в спектрах ФЛ. Эту особенность можно объяснить трудностью заселения некоторых состояний при нерезонансном оптическом возбуждении. В структуре с асимметричными барьерами в области экситонного резонанса обнаружено явление двулучепреломления света (рис. 1), обусловленное пониженной симметрией интерфейсов. Этот эффект наблюдался в основном на состояниях легких экситонов [3], что связано с тем, что волновые функции легких дырок находятся в непосредственном

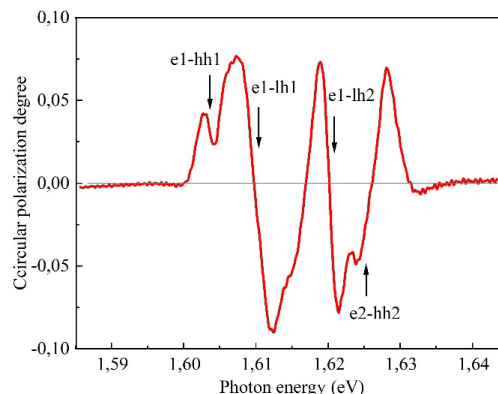


Рис. 1. Степень циркулярной поляризации света, отраженного от структуры с асимметричными барьерами при нормальном падении. Стрелками отмечены особенности, наблюдаемые в спектре отражения

контакте с интерфейсами, тогда как квантование тяжелых дырок полностью определяется кулоновским полем электрона.

Такая анизотропия затухания экситонного излучения обусловлена смешением состояний легких и тяжелых дырок, обусловленным низкой симметрией одного интерфейса (C_{2v}) по сравнению с симметрией всей квантовой ямы (D_{2d}). Анизотропия интерфейсов возникает из-за ориентации химических связей в структурах на основе цинковой обманки. В структурах типа-II электрон и дырка находятся в разных слоях. В этом случае экситон локализуется непосредственно на самом интерфейсе, а анизотропия интерфейса проявляется в локальных свойствах структуры. В нашем случае анизотропия интерфейсов проявляется в анизотропии диэлектрического отклика, то есть в макроскопической характеристике структуры.

В симметричных структурах волновая функция экситона «касается» обоих барьеров. Несмотря на низкую симметрию каждого из них в квантовой яме, в этом случае экситон «чувствует» симметрию всей ямы, т. е. симметрию (D_{2d}). В асимметричной структуре экситон чувствует себя сильнее только один из барьеров, имеющих (C_{2v}) симметрию, т. е. выделенную ось [110] в плоскости ямки.

Заключение

Таким образом, явление двойного лучепреломления связано с атомным строением интерфейсов в гетероструктурах на основе полупроводников со структурой цинковой обманки, в которых ковалентные химические связи между атомами ориентированы в направлениях [110] и [1-10]. Это приводит к выделенному направлению на индивидуальном интерфейсе. Тот факт, что интерфейс бесконечно малой толщины может определять оптические свойства всей макроскопической структуры, весьма удивителен.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 21-12-00304.

Литература

1. D. J. Dunstan *et al.* // Phys. Rev. B, **44**, 4017 (1991).
2. A. V. Platonov *et al.* // Phys. Rev. Lett., **83**, 3546–3549 (1999).
3. L. V. Kotova *et al.* // Phys. Status Solidi B, 256, 1800665 (2019).

Фазовый переход между монохроматическим сверхизлучательным состоянием и временным кристаллом в низкодобротном асимметричном резонаторе Фабри-Перо

Е. Р. Кочаровская^{1,*}, В. В. Кочаровский¹, Вл. В. Кочаровский²

¹Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

²Texas A&M University, College Station, Texas, USA

*katya@appl.sci-nnov.ru

На основе численного решения нелинейных и аналитического решения линеаризованных уравнений Максвелла — Блоха исследована устойчивость диссипативного сверхизлучательного состояния, выяснены особенности и установлен механизм его автомодуляции (т. е. образования неравновесного временного кристалла) в сверхизлучающем лазере с низкодобротным резонатором Фабри-Перо для произвольных значений коэффициентов отражения противоположных зеркал.

В отличие от обычных лазеров с высокодобротными резонаторами Фабри-Перо, для сверхизлучающих лазеров [1–4] требуются низкодобротные резонаторы, в которых время жизни фотонов много меньше времени некогерентной (фазовой) релаксации двухуровневых активных центров. Обычно при достаточно высоком уровне непрерывной накачки из торцов такого лазера излучаются последовательности когерентных импульсов сверхизлучения.

Однако при очень малом неоднородном уширении спектральной линии активной среды оказывается, что в условиях большого превышения порога генерации имеется широкая область параметров резонатора и активной среды, отвечающая сильно асимметричной квазимонохроматической лазерной генерации [1–4]. Согласно современной терминологии физики конденсированных сред, при наличии периодической автомодуляции это новое сверхизлучательное состояние можно назвать «диссипативным временным кристаллом». Оно создано полем встречных волн резонансной поляритонной моды на частоте двухуровневого перехода ω_0 , которые формируют несимметричную неоднородную инверсию населенностей, состоящую из плавно неоднородной компоненты n_m и полуволновой решетки с амплитудой n_g . Это же поле в области максимума указанной решетки, где происходит переотражение и усиление встречных волн поля и поляризации, вызывает раби-осцилляции активных центров, резонансные соседним поляритонным модам. В результате спектр излучения может содержать две дополнительные компоненты, симметрично отстроенные относительно частоты перехода на величину Ω_{SM} (рис. 1).

Режимы генерации сверхизлучающего лазера исследовались нами на основе численного решения нелинейных полуклассических уравнений Максвелла — Блоха [1, 2] для однородно уширенной активной среды, помещенной в низкодобротный резонатор Фабри-Перо, при наличии постоянной накачки.

Выше определенного уровня накачки n_p неоднородность инверсии населенностей и амплитуда ее решетки обычно резко растут (линии 1 и 2 на рис. 1, а) и смещаются к одному из торцов лазера (линия 3), при различных зеркалах — в сторону торца, имеющего больший коэффициент отражения. При достаточно малых значениях последних в коротких резонаторах в режиме асимметричной квазимонохроматической

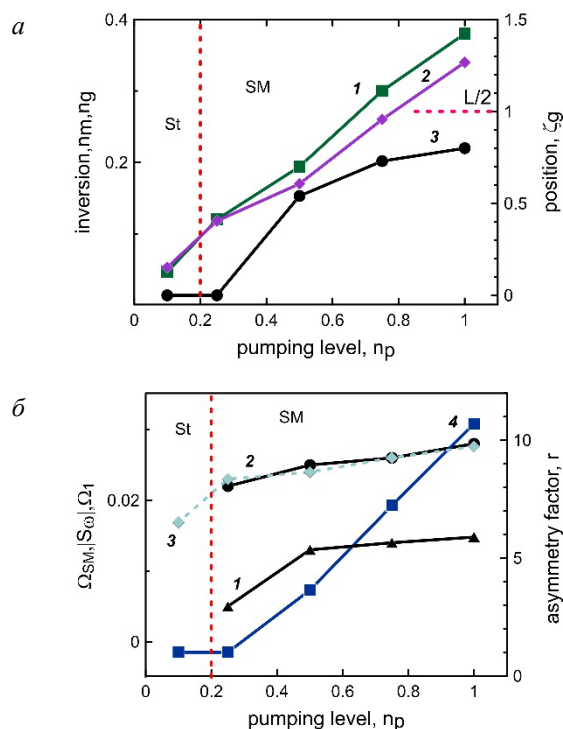


Рис. 1. Зависимость характеристик установившейся генерации от уровня накачки n_p : а — средние значения максимумов плавно неоднородной компоненты n_m (1) и полуволновой решетки n_g (2) инверсии населенностей, их положение внутри резонатора z_g (3); б — значение амплитуды $|S_{0l}|$ (1) и отстройки частоты Ω_{SM} (2) компоненты спектра нелинейной генерации, близкой к отстройке частоты Ω_1 (3) двух соседних поляритонных мод, фактор асимметрии излучения r (4), равный отношению интенсивностей излучения из противоположных торцов лазера. Штриховая вертикальная линия разделяет зоны симметричной стационарной генерации (St) и асимметричной автомодуляции (SM). В обозначениях [1] лазер имеет длину $L = 2$, коэффициенты отражения зеркал $R_1 = R_2 = 0.3$, скорости релаксации поляризации $\Gamma_2 = 0.02$ и инверсии населенностей $\Gamma_1 = 0.01$

генерации рост уровня накачки сопровождается постепенным увеличением как амплитуды $|S_{0l}|$, так и отстройки частоты автомодуляции Ω_{SM} (1 и 2 на рис. 1, б). Значения сдвига частоты Ω_{SM} хорошо согласуются с оценками сдвига частоты двух соседних поляритонных мод Ω_1 (ср. 2 и 3 на рис. 1, б), полученными в рамках линейной теории [3, 4]. Растет и фактор асим-

метрии $\gamma = \max[|\alpha_{\pm}|^2/|\alpha_{\mp}|^2]$, равный отношению интенсивностей излучения, выходящих из противоположных торцов лазера (4 на рис. 1, б).

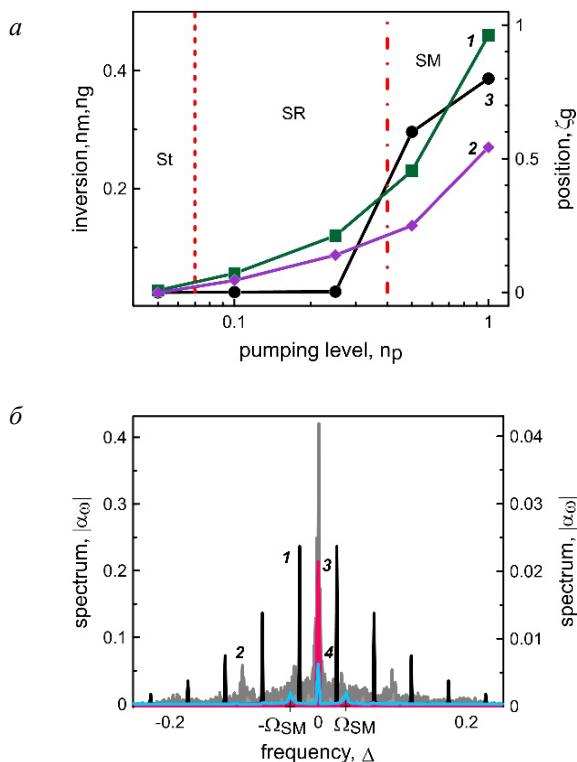


Рис. 2. Зависимость (а) среднего значения максимумов плавной неоднородной компоненты n_m (1) и пика полуволновой решетки инверсии населенностей n_g (2), их положения внутри лазера ζ_g (3) от уровня накачки n_p . Штриховая вертикальная линия разделяет зоны стационарной (St) и сверхизлучательной (SR) генерации, штрихпунктирная — сверхизлучательной и автомодуляционной (SM) генерации. Амплитудные спектры $|\alpha_0|$ (б) полей генерации в зависимости от отстройки частоты $\Delta = (\omega - \omega_0)/\nu_c$, нормированной на так называемую кооперативную частоту, при разных уровнях накачки: периодической (1), $n_p = 0.1$; хаотической (2), $n_p = 0.25$; асимметричной автомодуляционной с правого (3) и левого (4) торцов лазера, $n_p = 1$. Значения коэффициентов отражения зеркал $R_1 = R_2 = 0.5$, остальные параметры лазера такие же, как на рис. 1

При не слишком малых коэффициентах отражения зеркал ниже определенного уровня накачки n_p (зона SR на рис. 2, а) происходит диссипативный фазовый переход от асимметричного режима временно-го кристалла (цветные спектры 3, 4 на рис. 2, б) к симметричному импульсному сверхизлучательному режиму. В нем возможна хаотическая генерация ультракоротких импульсов (линия 2), которая с падением уровня накачки сменяется периодической (1).

Подобная автомодуляционная и сверхизлучательная динамика характерна для лазеров с низкодобротными резонаторами, обладающими различными коэффициентами отражения зеркал $R_1 \neq R_2$, если их отношение R_1/R_2 не сильно отличается от 1. В противном случае автомодуляция и импульсное сверхизлучение пропадают и реализуется стационарный (монокроматический) сильно асимметричный режим.

Проведенный качественный и количественный анализ режимов работы сверхизлучающего лазера позволил выявить области значений параметров резонатора, активной среды и накачки, обеспечивающие фазовые переходы между стационарным (монокроматическим) сверхизлучательным состоянием, квазимонокроматическим временным кристаллом и широкополосной сверхизлучательной генерацией.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 21-72-30027).

Литература

1. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская и др. // УФН. Т. 187, 367 (2017).
2. Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский и др. // ФТП. Т. 56, 651 (2022).
3. Вл. В. Кочаровский, В. А. Кукушкин, С. В. Тарасов и др. // ФТП. Т. 53, 1321 (2019).
4. Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // Изв. вузов. Радиофизика. 2023 (в печати).

Структура встречных волн и созданной ими полуволновой решётки инверсии населённостей в стационарном сверхизлучательном фазовом состоянии гетеролазера

Вл. В. Кочаровский^{1,*}, Е. Р. Кочаровская¹, В. В. Кочаровский²

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

² Texas A&M University, College Station, Texas, USA

* kochar@appl.sci-nnov.ru

Указаны параметры активной среды, непрерывной накачки и низкодобротного, в общем случае асимметричного, резонатора Фабри — Перо однородного полупроводникового гетеролазера, позволяющие получить стационарное (монокроматическое) диссипативное сверхизлучательное состояние. Проведено аналитическое и численное исследование неоднородной структуры встречных волн электромагнитного поля и поляризации среды, а также согласованных с ними профилей плавно неоднородной инверсии населенностей и ее полуволновой решетки в этом одномодовом состоянии. Установлено, что последнее в целом оказывается гораздо более асимметричным, чем горячие поляритонные моды лазера и соответствующие холодные (электромагнитные) моды резонатора, поддерживающего данное сверхизлучательное состояние.

Введение

Цель работы — найти параметры активной среды, непрерывной накачки и низкодобротного резонатора Фабри — Перо однородного полупроводникового гетеролазера, для которых реализуется стационарное (одномодовое) диссипативное сверхизлучательное состояние, а также охарактеризовать его пространственную структуру. Согласно [1–5] эта структура кардинально отличается от структуры одной резонансной (поляритонной) моды лазера с однородной инверсией населенностей активной среды благодаря существующей в ней сильной полуволновой решетке, созданной биениями встречных волн поля. Последнее, как и сама решетка инверсии населенностей, согласованы со встречными волнами поляризации активной среды, хорошо возбуждаемыми в сверхизлучающем лазере вследствие большого времени T_2 фазовой релаксации оптических колебаний дипольных моментов активных центров, превышающего время жизни T_E фотонов в резонаторе.

В настоящей работе указанное диссипативное сверхизлучательное состояние исследовано аналитически и численно с использованием приближенного решения стационарных и численного моделирования решения нестационарных нелинейных полуклассических уравнений Максвелла — Блоха [1–5], в которых явно выделены пространственные компоненты плавно неоднородной инверсии населенностей и ее полуволновой решетки. Установлено, что это состояние в целом оказывается гораздо более асимметричным, чем горячие (поляритонные) моды лазера и соответствующие холодные (электромагнитные) моды резонатора, которые поддерживают данное сверхизлучательное состояние и в общем случае являются асимметричным благодаря неравным коэффициентам отражения зеркал. Проанализирована зависимость структуры предсказываемого сильно неоднородного диссипативного сверхизлучательного состояния от коэффициентов отражения зеркал, длины лазера и уровня его непрерывной накачки, а также проведено сопоставление этой структуры с типичными пространственными структурами исследованных ранее нестационарных сверхизлучательных состояний подобно лазера.

Характерные профили полей и инверсии населенностей

В качестве иллюстрации в работе обсуждаются найденные характерные профили как встречных волн электромагнитного поля и поляризации активной среды, так и двух компонент инверсии населенностей плавно неоднородной и решеточной (полуволновой). Согласно рис. 1, все указанные профили слабо зависят от длины лазера, если она не слишком мала, $L \ll 1$, или велика, $L \gg 10$. При коротких длинах $L < 1$ неоднородная решетка инверсии населенностей может просто не убраться внутри резонатора, а в длинных лазерах с $L > 10$, как правило, развивается сверхизлучательная неустойчивость, т. е. стационарное диссипативное сверхизлучательное состояние не может установиться и подавить обычную для таких лазеров непрерывную генерацию импульсов или цугов импульсов коллективного спонтанного излучения Дике.

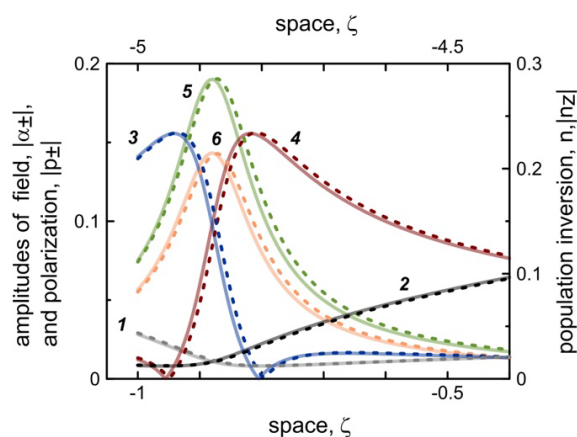


Рис. 1. Типичные профили амплитуд встречных волн поля $|\alpha_{\pm}|$ (линии 1, 2) и поляризации $|p_{\pm}|$ (3, 4) и плавно неоднородной компоненты n и полуволновой решетки $|n_{\pm}|$ инверсии населенностей (линии 5, 6) асимметричной монокроматической генерации сверхизлучающего лазера с асимметричным резонатором Фабри — Перо. Параметры лазера: коэффициенты отражения зеркал $R_1 = 0.3$ (левое) и $R_2 = 0.2$ (правое), скорости релаксации поляризации $\Gamma_2 = 0.02$ и инверсии населенностей $\Gamma_1 = 0.01$, уровень накачки $n_p = 0.5$, длина $L = 2$ (сплошные линии, нижняя шкала) и $L = 10$ (штриховые линии, верхняя шкала). Используются величины, нормированные на кооперативную частоту согласно [1–4]

Аналогичные пространственные структуры поля, поляризации и инверсии населенностей получаются в широком интервале уровней накачки, но сильно зависят от этого уровня, поскольку от него сильно зависят амплитуды встречных волн, а следовательно, амплитуда резонансной полуволновой решетки инверсии населенностей.

При заданных уровне накачки и длине лазера структура диссипативного сверхизлучательного состояния существенно меняется при уменьшении коэффициента отражения R_2 одного из зеркал (правого) резонатора Фабри — Перо, если фиксирован коэффициент отражения R_1 другого, более хорошего зеркала (левого). Именно при таком уменьшении пики плавно неоднородной и решеточной (полуволновой) компонент инверсии населенности, которые фактически расположены в одном и том же месте резонатора, смещаются все ближе к зеркалу с большим коэффициентом отражения, но первый из них растет, а второй падает. Аналогично смещаются и пики амплитуд встречных волн поляризации. При этом обычно происходит многократное увеличение асимметрии излучения из противоположных торцов лазера, которая во много раз превышает асимметрию излучения поляртонных мод лазера с несимметричным резонатором Фабри — Перо, рассчитанных при однородной инверсии населенностей в отсутствие ее полуволновой решетки.

Выводы

Таким образом, в широком диапазоне параметров сверхизлучающего лазера с несимметричным резонатором Фабри — Перо при большом превышении

порога генерации возможно образование стационарного диссипативного состояния, которое является гораздо более асимметричным, чем горячие моды такого лазера с однородной инверсией населенностей. Найденное одномодовое сверхизлучательное состояние является сильно модифицированным благодаря самосогласованной резонансной (полуволновой) решетке инверсии населенностей и позволяет получить практически однонаправленное монохроматическое излучение без использования хорошо отражающих зеркал.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ИИФ РАН № 0030-2021-0002.

Литература

1. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская и др. // УФН, Т. 187, 367 (2017).
2. Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский и др. // ФТП, Т. 56, 651 (2022).
3. Вл. В. Кочаровский, В. А. Кукушкин, С. В. Тарасов и др. // ФТП, Т. 53, 1321 (2019).
4. Vl. V. Kocharovskiy, A. A. Belyanin, E. R. Kocharovskaya, V. V. Kocharovskiy. Superradiant lasing and collective dynamics of active centers with polarization lifetime exceeding photon life-time (Springer Series in Opt. Sci., V. 193, 2015).
5. В. В. Железняков, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // УФН, Т. 159, 193 (1989).

Внутрizonная и межзонная релаксация неравновесных носителей заряда в лазерных структурах среднего ИК-диапазона на основе HgCdTe

К. Е. Кудрявцев^{1,*}, В. В. Румянцев¹, В. В. Уточкин¹, А. А. Дубинов¹, В. Я. Алешкин¹, М. С. Жолудев¹, Н. Н. Михайлов², С. А. Дворецкий², В. И. Гавриленко¹, С. В. Морозов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

* konstantin@ipmras.ru

В докладе сообщается об исследованиях спонтанного и стимулированного излучения из объемных слоев HgCdTe и гетероструктур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe в диапазоне 3–5 мкм. Оценены величины разогрева электронного газа в HgCdTe-лазерах среднего ИК-диапазона, определяющие максимальные рабочие температуры таких источников. Показано, что в режиме интенсивной накачки релаксация горячих электронов происходит в основном при электронно-дырочном рассеянии, тогда как релаксация дырок происходит напрямую, через взаимодействие с фононами. Прогнозируется, что когерентное излучение с длиной волны ~3.5 мкм может быть получено в оптических конвертерах на основе КЯ HgTe/CdHgTe при накачке на длине волны 2,5 мкм при температурах выше $T_{\max} \sim 270$ К.

Система кадмий — ртуть — теллур (КРТ) имеет несомненную практическую значимость как основа для инфракрасных (ИК) фотоприемников. Сопутствующее же развитие ростовых технологий, в частности подходов к эпитаксии гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe, позволило заново взглянуть на перспективы реализации КРТ-лазеров среднего и дальнего ИК-диапазонов. Во многом это связано с частичным подавлением оже-процессов в узких КЯ HgTe/CdHgTe (в сравнении с ранее изученными широкими потенциальными ямами и объемным материалом) за счет симметрии дисперсии электронных и дырочных подзон [1]. Тем не менее при повышенных температурах оже-рекомбинация включается как доминирующий механизм, определяющий время жизни носителей, и следовательно уровни накачки, необходимые для достижения инверсии населенностей и оптического усиления. При интенсивной накачке лазерных структур нагрев электронного газа становится, по-видимому, основным фактором, ограничивающим температуры генерации.

По отношению к стимулированной эмиссии в КРТ нагревные эффекты ранее рассматривались лишь теоретически [2]. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования разогрева электронного газа в КРТ-структурах (как объемных, так и с КЯ) и оценены возможности улучшения выходных характеристик лазерных структур с КЯ HgTe/CdHgTe в условиях длинноволновой накачки, призванной снизить «инжекционный» разогрев носителей заряда.

Исследуемые структуры и методика эксперимента

Исследовались два образца КРТ, выращенные методом МЛЭ на подложках GaAs(013). Оба образца содержали буферный слой CdTe (~5 мкм), за которым следовал волноводный слой HgCdTe (~1 мкм), окружающий активную область: потенциальную яму Hg_{0.67}Cd_{0.33}Te шириной 95 нм для образца *A* или массив из 13 КЯ Hg_{0.92}Cd_{0.08}Te шириной 2.7 нм, разделенных барьерами шириной 30 нм, для образца *B* (рис. 1).

Измерения спектров как спонтанного, так и стимулированного излучения (СИ) проводились при им-

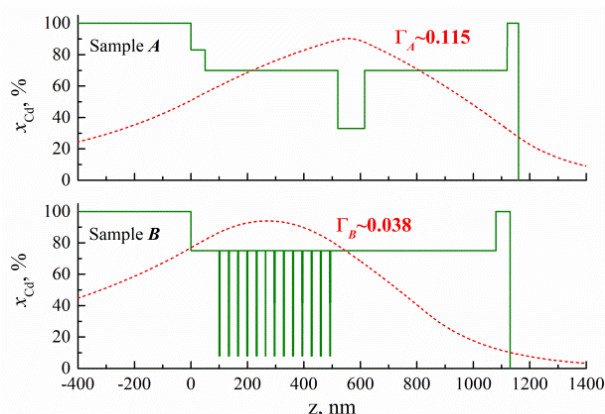


Рис. 1. Ростовые дизайны исследуемых структур. Приведены профили состава слоев, расчет поля основной TE_0 -моды и величины фактора оптического ограничения

пульсной (~10 нс) накачке образцов излучением параметрического генератора света ближнего ИК-диапазона на длинах волн в пределах 1.5–2 мкм с тем, чтобы обеспечить однородную по глубине генерацию носителей в активной области структур. Вторичное излучение анализировалось фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v, оснащенным стандартным КРТ-фотодетектором. Измерения проводились с проходом по мощности накачки и температуре.

Результаты и обсуждение

На рис. 2, *a* приведены спектры излучения образца *B* с КЯ, измеренные при $T = 240$ К (выше температуры гашения СИ в данном образце). Эти данные позволяют определить эффективную температуру электронного газа в зависимости от поглощаемой плотности мощности накачки (рис. 2, *b*).

При этом вклад в нагрев носителей дают как напрямую фотоны накачки (за счет избытка энергии по отношению к ширине запрещенной зоны в КЯ), так и оже-процессы, поскольку в режиме спонтанной (не стимулированной) эмиссии большая часть фотоносителей рекомбинирует безызлучательным образом. Этот нагрев балансируется фононной релаксацией энергии, характерное время которой оценивалось с учетом накопления фононов в соответствии

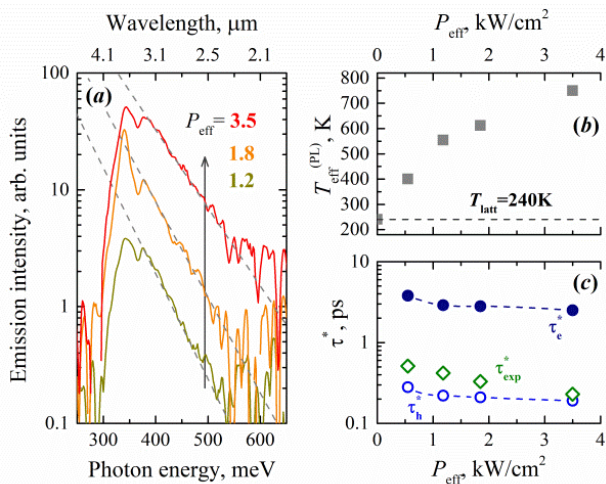


Рис. 2. Спектры излучения образца **B** (a), измеренные при $T = 240$ К для различных интенсивностей накачки; P_{eff} указывает пиковую мощность (кВт/см²), поглощаемую каждой КЯ в массиве; b — эффективная температура носителей в зависимости от P_{eff} ; c — оценка эффективного времени фоновой релаксации энергии: эксперимент (τ_{exp}^*) и теоретически ожидаемые для электронов и дырок значения (τ_e^* и τ_h^*), рассчитанные согласно [3]

с выражениями, приводимыми в [3]. Необходимые для таких оценок плотности носителей заряда в КЯ определялись исходя из баланса процессов генерации и оже-рекомбинации; для этого использовались оже-коэффициенты из [4].

Из данных на рис. 2, c видно, что экспериментально определяемые значения τ_{exp}^* значительно ближе к τ_h^* , чем к τ_e^* . Таким образом, можно предположить, что фоновое остывание носителей в целом происходит преимущественно при помощи дырочной подсистемы, в то время как для электронной подсистемы (преимущественно принимающей избы-

точную энергию как накачки, так и оже-рекомбинации) релаксация энергии происходит опосредованным образом через взаимодействия с дырками. В целом сходная картина наблюдается и для объемного образца **A**. Интересно, что в случае более простого зонного спектра также оказывается возможным связать процессы внутризонной и межзонной релаксации носителей в рамках единой модели, используя для оже-рекомбинации подход «пороговой энергии», и количественно описать измеряемую зависимость порога генерации от температуры. Детальное описание этих результатов выходит за рамки тезисов и будет отражено в отдельной публикации.

Наконец, полученные данные позволяют спрогнозировать возможный выигрыш в рабочих температурах лазерных структур с КЯ HgTe/CdHgTe путем длинноволновой накачки. Так, если максимальная температура генерации на длине волны 3.5 мкм составляла $T_{\text{max}} \sim 230$ К при длине волны накачки $\lambda_{\text{exc}} = 1.5$ мкм, то для $\lambda_{\text{exc}} = 2.5$ мкм можно ожидать $T_{\text{max}} > 270$ К.

Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 22-72-10111.

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev et al. // ACS Photonics, 8(12), 3526 (2021).
2. I. Vurgaftman, J. R. Meyer // Optics Express, 2, 137 (1998); A.A. Afonenko et al. // J. Appl. Phys., 132, 073103 (2022).
3. B. K. Ridley // Rep. Prog. Phys., 54, 169 (1991).
4. J. R. Meyer et al. // IEEE J. Quant. Electron., 57, 2500110 (2021).

Фотоиндуцированный рост золотых наночастиц в полистирольной матрице

А. А. Кудряшов^{1,*}, С. В. Барышникова^{1,2}, С. А. Гусев³, Д. А. Татарский^{3,4},
И. С. Лукичев¹, Н. А. Агарева¹, А. И. Поддельский², Н. М. Битюрин¹

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

² Институт металлоорганической химии РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603137

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

⁴ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

*kudryashov@ipfran.ru

Показано, что УФ-облучение (365 нм) с последующим нагревом (95–110 °С) полистирольной матрицы, содержащей растворимое соединение Au(I) ((Ph₃P)Au(n-Bu)), приводит к росту наночастиц золота в объеме образца, что подтверждается спектроскопией и электронной микроскопией. Без предварительного УФ-облучения наночастицы золота не образуются, что дает возможности для лазерной печати оптического изображения. Сравнение кинетики роста наночастиц в образцах с разным содержанием прекурсоров позволяет предположить механизм роста наночастиц путем автокаталитического восстановления Au(I) на поверхности наночастицы золота. Для роста наночастиц в полимерной матрице такой механизм предложен впервые.

Введение

Фотоиндуцированные нанокompозиты представляют собой исходно прозрачную полимерную матрицу, содержащую растворенные в ней молекулы прекурсора. В результате фотоиндуцированной реакции происходит распад прекурсора и рост наночастиц в объеме матрицы. Для создания фотоиндуцированных нанокompозитов, содержащих сложные структуры, состоящие из разных материалов, такие как наночастицы ядро/оболочка, необходима матрица с двумя или более растворенными в ней прекурсорами, которые при этом совместимы между собой. Для такой задачи перспективной матрицей является полистирол. Известно о фотоиндуцированных нанокompозитах на основе полистирола с полупроводниковыми наночастицами [1], однако существует проблема с золотосодержащими фотоиндуцированными нанокompозитами с полистирольной матрицей. В данной работе мы используем растворимое в толуоле золотосодержащее соединение (Ph₃P)Au(n-Bu), предполагая его хорошую растворимость в полистироле и возможную совместимость с ранее изученными растворимыми в толуоле прекурсорами полупроводниковых наночастиц.

Результаты и обсуждение

Показано, что рост наночастиц золота в изначально прозрачных образцах полистирол + (Ph₃P)Au(n-Bu) происходит в два этапа: УФ-облучение (светодиод с центральной длиной волны 365 нм) и дальнейший нагрев облученного образца при температурах 95–110 °С. Это существенно отличается от предыдущих результатов в работах о нанокompозитах полистирол + золото, где прекурсор был плохо растворим в матрице, а рост наночастиц происходил только в результате термической реакции [2]. Как видно из рис. 1, после облучения у образца возникает поглощение в видимой области, после дальнейшего нагрева появляется пик поглощения вблизи 540 нм, что соответствует плазмонному резонансу в сферических золотых наночастицах в полистироле. На вставке можно увидеть изображение образца, облученного через маску и затем нагретого. Видно, что наночасти-

цы образовались в облученной области, а необлученная осталась неизменной. Это дает возможность создания изображений из наночастиц с помощью лазерной записи или масочных методов [3].

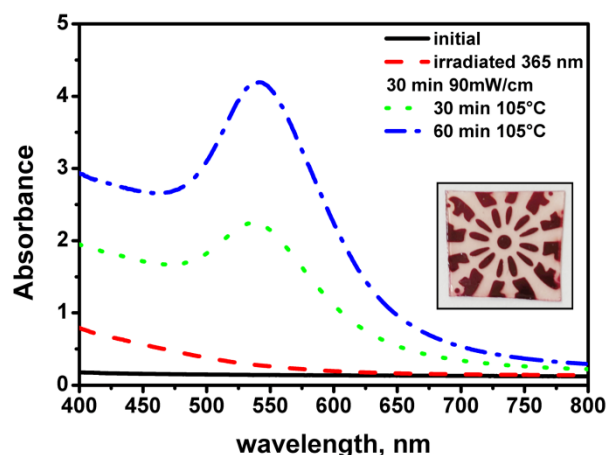


Рис. 1. Поглощение образца (пленка 220 мкм) полистирол + 2.5% (Ph₃P)Au(n-Bu): исходного, после УФ-облучения и после дальнейшего нагрева при 105 °С. На вставке — фотография образца, облученного через маску

Наличие наночастиц золота в образцах было также подтверждено с помощью просвечивающей электронной микроскопии. На рис. 2 представлен снимок, на котором видно скопление наночастиц размером около 10–20 нм. Все частицы имеют четко выраженную кристаллическую структуру.

На увеличенном фрагменте изображения хорошо видна кристаллическая решетка с параметром 0,204 нм, который соответствует расстоянию между плоскостями кристалла (200) металлического золота.

Исследование кинетики поглощения в образцах при различных температурах нагрева, а также сравнение скорости роста поглощения в образцах с различной концентрацией позволило нам предложить механизм роста наночастиц путем автокаталитического восстановления Au(I) (рис. 3). Мы создавали в образцах с 2.5% и 5% содержанием прекурсора одинаковое поглощение при различной дозе УФ-облучения (30 мин для 5% и 80 мин для 2.5%, интенсивность 90 мВт/см²). Однако после дальнейшего

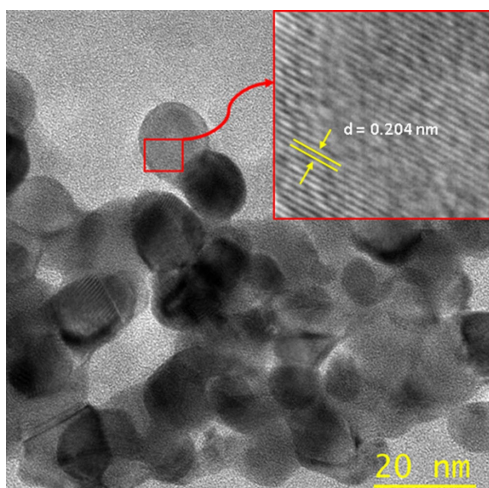


Рис. 2. Изображение наночастиц золота, образованных в образце, полученное на просвечивающем электронном микроскопе

нагрева скорость роста наночастиц была выше в образцах с 5% содержанием (рис. 3, б). Это означает, что после УФ-облучения образуются зародыши наночастиц, а их рост происходит в результате восстанов-

ления одновалентного золота Au(I) из молекулы прекурсора на поверхности (рис. 3, в). Этот механизм роста также объясняет, почему при более низких температурах скорость роста поглощения уменьшается (рис. 3, а, насыщение на графике). Остаток R* молекулы прекурсора остается вблизи поверхности и мешает дальнейшему росту. При более высоких температурах этот остаток в результате диффузии удаляется от наночастицы.

Финансирование

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

Литература

1. F. Antolini, L. Orazi // *Front. Chem.*, **7**, 252 (2019).
2. G. Carotenuto, B. Martorana, P. B. Perlo *et al.* // *J. Mater. Chem.*, **13**, 2927–2930 (2003).
3. A. Smirnov, V. Elagin, A. Afanasiev *et al.* // *Opt. Mater. Express*, **10**, 2114–2125 (2020).

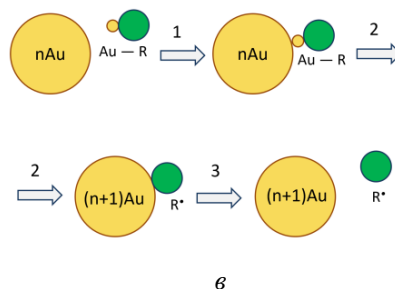
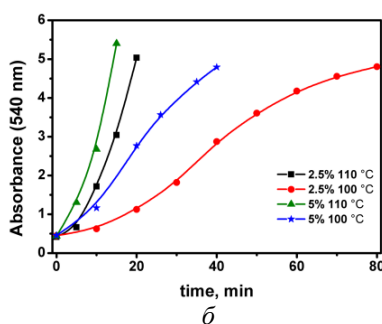
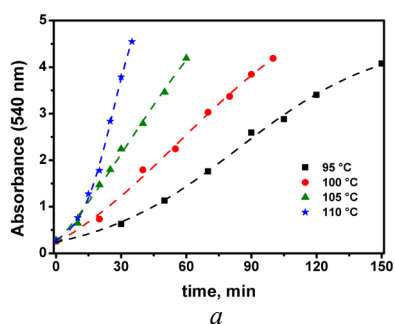


Рис. 3. Кинетика поглощения образца полистирол + 2.5% (Ph₃P)Au(n-Bu) на длине волны 540 нм (пик плазмонного резонанса) при различных температурах, начальный момент времени соответствует облученному (365 нм, 30 мин, 90 мВт/см²) образцу (а). Сравнение кинетики поглощения образцов с разным содержанием прекурсора и одинаковым изначальным поглощением после УФ-облучения (б). Схема автокаталитического роста наночастиц золота (в)

Взаимодействие электромагнитной Н-волны с наноструктурой «диэлектрик — полупроводник — диэлектрик» с учетом анизотропии зонной структуры полупроводника

И. А. Кузнецова*, О. В. Савенко**

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150003

*kuz@uniyar.ac.ru, **savenko.oleg92@mail.ru

Решена задача о взаимодействии электромагнитной Н-волны со слоистой наноструктурой «диэлектрик — полупроводник — диэлектрик». Толщина полупроводникового слоя может быть сравнима или меньше длины волны де Бройля носителя заряда. Поверхностное рассеяние носителей заряда учитывается через граничные условия Соффера. Предполагается, что частота электромагнитных волн меньше частоты плазменного резонанса. В рассматриваемом случае поверхность постоянной энергии представляет собой эллипсоид вращения. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения, пропускания и поглощения. Выполнены расчеты для предельных случаев вырожденного и невырожденного электронного газа. Проведен анализ зависимостей оптических коэффициентов от безразмерных параметров: толщины полупроводникового слоя, частоты и угла падения электромагнитной волны, химического потенциала, параметра эллиптичности, диэлектрических проницаемостей изолирующих слоев и параметров шероховатости границ раздела «полупроводник — диэлектрик».

В настоящей работе построена теоретическая модель взаимодействия электромагнитного излучения со слоистой наноструктурой, представляющей собой полупроводниковый нанослой, помещенный между двумя диэлектрическими слоями. Рассматривается случай Н-конфигурации электромагнитной волны, т. е. напряженность электрического поля параллельна плоскости наноструктуры. Решение задачи проводится для полупроводника с произвольным вырождением, изоэнергетическая поверхность которого представляет собой эллипсоид вращения. Рассматриваются случаи, когда ось вращения OO' параллельна и перпендикулярна плоскости нанослоя. При параллельном направлении оси вращения рассматриваются два варианта ее ориентации относительно вектора напряженности электрического поля \mathbf{E} : $OO' \parallel \mathbf{E}$ и $OO' \perp \mathbf{E}$ (назовем их соответственно продольным и поперечным к электрическому полю направлением оси). Толщина полупроводникового нанослоя предполагается сравнимой или меньше длины волны де Бройля носителей заряда. Для решения задачи использована квантовая теория явлений переноса, заключающаяся в нахождении диагональных элементов матрицы плотности решением уравнения Лиувилля. В качестве граничных условий к уравнению Лиувилля использована модель Соффера [1]. Найденные элементы матрицы плотности позволяют рассчитать плотность тока, индуцируемого электромагнитной волной. Рассматривается случай слабой электромагнитной волны с частотой, меньшей частоты плазменного резонанса. Явления, связанные с квантовой природой электромагнитного излучения, не рассматриваются. Система уравнений Максвелла позволяет найти связь между плотностью тока и оптическими коэффициентами. Проведены расчеты для предельных случаев вырожденного и невырожденного электронного газа. Получены аналитические выражения для коэффициентов отражения, пропускания и поглощения как функций безразмерных параметров: толщины полупроводникового слоя x_0 , частоты электрического поля y_0 , длины свободного пробега носителей заряда x_λ , химического потенциала μ , угла падения электромагнитной волны θ , параметра, характеризующего анизотропию зонной структуры полу-

проводника (параметра эллиптичности) γ , диэлектрических проницаемостей изолирующих слоев $\epsilon_{1,2}$ и параметров шероховатости поверхностей $g_{1,2}$.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 и 2 построены зависимости коэффициентов отражения и поглощения от безразмерной толщины полупроводникового слоя. Рассмотрены случаи продольного (сплошные кривые) и поперечного (пунктирные кривые) направления оси вращения эллипсоида постоянной энергии. Зависимости построены для случая невырожденного электронного газа. Наблюдаются осцилляции зависимостей оптических коэффициентов, причина и условия возникновения которых приведены в работе [2]. На рис. 1 видно, что максимальное значение поглощения в случае продольной ориентации главной оси эллипсоида постоянной энергии в два раза превышает максимум поглощения, рассчитанный с учетом поперечной ориентации. Максимум поглощения на сплошной кривой 1 является размытым в отличие от кривой 4. Из рис. 2 следует, что при малых толщинах зависимость коэффициента отражения от толщины ведет себя немонотонно. При некоторой толщине наблюдается минимум

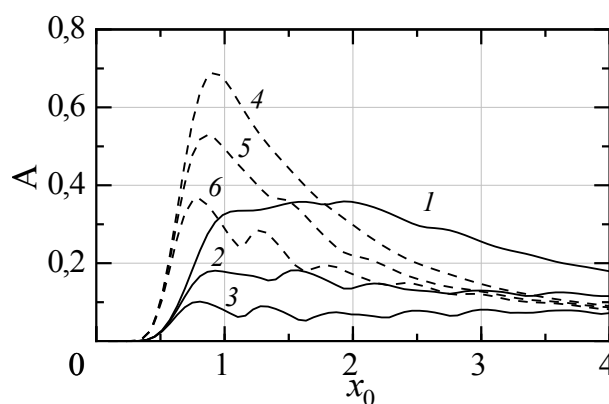


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения A от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0,2$; $x_\lambda = 8$; $\epsilon_1 = 7$; $\epsilon_2 = 4$; $\gamma = 0,6$; $\theta = 48^\circ$. 1, 4 — $y_0 = 10$; 2, 5 — $y_0 = 17$; 3, 6 — $y_0 = 25$. Сплошные кривые — случай продольного направления главной оси эллипсоида постоянной энергии, пунктирные кривые — случай поперечного направления

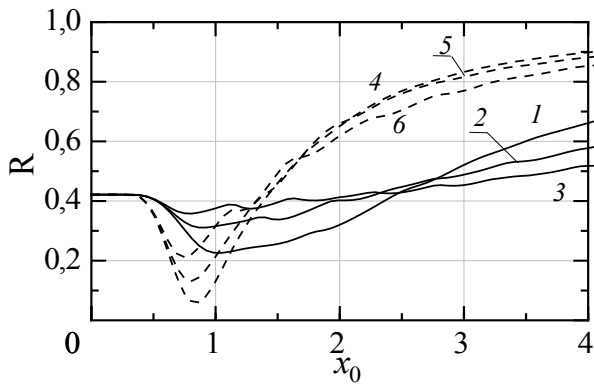


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения R от безразмерной толщины x_0 при значениях $g_1 = g_2 = 0,2$; $x_\lambda = 8$; $\varepsilon_1 = 7$; $\varepsilon_2 = 4$; $\gamma = 0,6$; $\theta = 48^\circ$. 1, 4 — $y_0 = 10$; 2, 5 — $y_0 = 17$; 3, 6 — $y_0 = 25$. Сплошные кривые — случай продольного направления главной оси эллипсоида постоянной энергии, пунктирные кривые — случай поперечного направления

отражения, возможная причина появления которого заключается в следующем. При больших толщинах отраженная волна формируется свободными носителями. С уменьшением толщины (до $x_0 = 0,8$) коэффициент отражения убывает, поскольку уменьшается концентрация свободных носителей заряда [2]. При малых толщинах ($x_0 < 0,5$) работает другой механизм формирования отраженной волны, аналогичный случаю диэлектрического слоя. Наличие небольшого количества поглощающих излучение свободных носителей препятствует формированию отраженной волны. Наблюдается уменьшение коэффициента отражения при $0,5 < x_0 < 0,8$. На рис. 3 представлены зависимости коэффициента поглощения от параметра

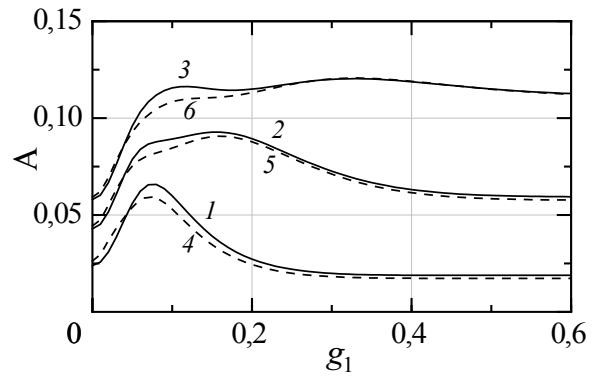


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения A от параметра шероховатости нижней поверхности g_1 при значениях $y_0 = 4$; $g_2 = 0$; $x_\lambda = 50$; $\gamma = 0,7$; $\varepsilon_1 = 3$; $\varepsilon_2 = 5$; $\theta = 66^\circ$: кривые 1, 4 — $x_0 = 1$; 2, 5 — $x_0 = 1,5$; 3, 6: — $x_0 = 2$. Сплошные кривые 1–3 — случай вырожденного, пунктирные кривые 4–6 — невырожденного электронного газа

шероховатости верхней поверхности, построенные в случае продольного направления главной оси эллипсоида постоянной энергии. На рис. 3 при некоторых значениях шероховатости наблюдаются максимумы поглощения, возможная причина появления которых объясняется дискретной структурой энергетических зон полупроводника.

Литература

1. S. B. Soffer // *J. Appl. Phys.* **38**, 1710 (1967).
2. И. А. Кузнецова, О.В. Савенко // *ФТП* **56**, 794 (2022).

Переход между законами Мотта и Аррениуса в температурных зависимостях сопротивлений сильно легированных бором дельта-слоев в осажденном из газовой фазы алмазе

В. А. Кукушкин^{1,2,*}, М. А. Лобаев¹, А. Л. Вихарев¹, А. М. Горбачёв^{1,2}, Д. Б. Радищев¹,
Е. А. Архипова¹, М. Н. Дроздов¹, Ю. В. Кукушкин², В. А. Исаев¹, С. А. Богданов¹

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

* vakuk@ipfran.ru

Установлено, что зависимости сопротивлений сильно легированных бором (с концентрацией его атомов $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) тонких (с толщинами $\sim 1\text{--}3$ нм) дельта-слоев в преднамеренно не легированном осажденном из газовой фазы (CVD) алмазе от температуры в широком ее диапазоне от ~ 100 до ~ 500 К можно объяснить двумерной «прыжковой» проводимостью дырок. При этом в области низких температур длина среднего «прыжка» дырки между локализованными состояниями зависит от температуры (конкретно обратно пропорциональна квадратному корню из нее, что дает для температурной зависимости сопротивления закон Мотта), а при высоких температурах она от температуры не зависит и равняется расстоянию между ближайшими локализованными состояниями (что дает для температурной зависимости сопротивления закон Аррениуса). Переход между этими законами происходит при температурах $230\text{--}300$ К в зависимости от конкретного образца. Потенциалы локализованных состояний дырок, вероятно, являются дальнедействующими, например кулоновскими. Статические диэлектрические проницаемости дельта-слоев в несколько раз больше, чем у преднамеренно не легированного CVD-алмаза, из-за их близости к фазовому переходу в состояние с металлическим типом проводимости.

Выращивание тонких (с толщинами в несколько постоянных кристаллической решетки) легированных бором слоев (так называемых дельта-слоев) в осажденном из газовой фазы (CVD) преднамеренно не легированном алмазе [1] является перспективным методом увеличения подвижности носителей заряда — дырок, что необходимо для различных приборов приложений, например для создания быстродействующих полевых транзисторов [2]. Это увеличение достигается благодаря квантовому эффекту частично проникновения дырок из потенциальной ямы, формируемой в дельта-слое их родительскими отрицательно заряженными ионами бора, в окружающий этот слой преднамеренно не легированный алмаз. В результате рассеяние дырок на этих ионах уменьшается, что приводит к росту их подвижности. Однако во многих экспериментах с легированными бором дельта-слоями в CVD-алмазе [3] не наблюдалось увеличения подвижности дырок по сравнению со случаем однородного легирования. Следовательно, необходимо дальнейшее экспериментальное и теоретическое исследование механизмов проводимости таких слоев, особенно влияния на них их толщин.

Целью настоящей работы является измерение и моделирование температурных зависимостей сопротивлений нескольких сильнолегированных бором (с концентрацией его атомов $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, т. е. лишь немного ниже пороговой для фазового перехода в состояние с металлическим типом проводимости [4]) тонких (с толщинами $\sim 1\text{--}3$ нм) дельта-слоев в преднамеренно не легированном CVD-алмазе в широком диапазоне температур от ~ 100 до ~ 500 К.

Метод расчета

Расчет проводился на основе теорий «прыжковой» проводимости и перколяции в модели Миллера — Абрахамса [5] с учетом увеличения статической диэлектрической проницаемости дельта-слоя по

сравнению с преднамеренно не легированным CVD-ал-мазом вследствие близости этого слоя к фазовому переходу в состояние с металлическим типом проводимости [4] и частичной компенсации акцепторной примеси бора донорной примесью. Дырочные локализованные состояния в преднамеренно не легированном CVD-алмазе отождествлялись с обычными акцепторными состояниями вблизи отрицательно заряженных ионов бора, а дырочные локализованные состояния в сильно легированном дельта-слое — с кластерами таких ионов.

Результаты и обсуждение

В результате установлено, что зависимости сопротивлений сильно легированных бором дельта-слоев от температуры T можно объяснить двумерной «прыжковой» проводимостью дырок. При этом в области низких температур длина среднего «прыжка» дырки между локализованными состояниями зависит от температуры (конкретно обратно пропорциональна квадратному корню из нее), что дает для температурной зависимости сопротивления R закон Мотта [4]: $R \propto \left(\frac{T}{T_1}\right)^{3/2} \exp\left[\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1/2}\right]$. При высоких температурах она от температуры не зависит и равняется расстоянию между ближайшими такими состояниями, что дает для температурной зависимости сопротивления закон Аррениуса [5]: $R \propto \frac{T}{T_2} \exp\left(\frac{T_2}{T}\right)$. Здесь T_1 и T_2 — не зависящие от температуры и определяемые параметрами образца константы. Переход между этими режимами происходит при температуре $230\text{--}300$ К в зависимости от конкретного образца (см. рис. 1 и 2).

Из условия наилучшего соответствия результатов моделирования экспериментальным данным можно также сделать следующие выводы. Потенциалы локализованных состояний дырок, вероятно, являются

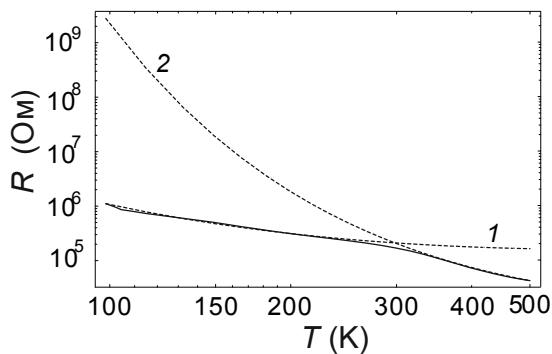


Рис. 1. Измеренная температурная зависимость сопротивления дельта-слоя R для структуры S45 (толщина дельта-слоя по половинному от максимальной концентрации атомов бора значению 2 нм, максимальная концентрация атомов бора в нем $7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, сплошная кривая) и ее низкотемпературное (штриховая кривая 1) и высокотемпературное (штриховая кривая 2) теоретические приближения

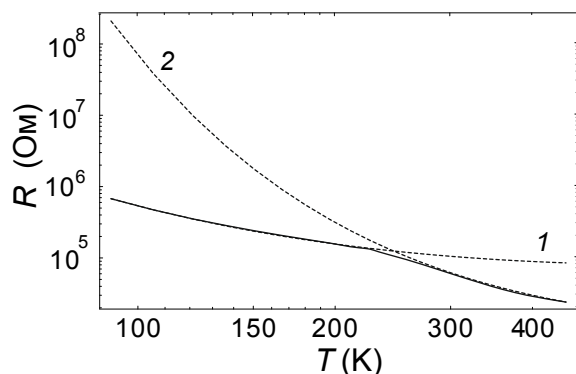


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для структуры S085 (толщина дельта-слоя 2,3 нм, максимальная концентрация атомов бора в нем $8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$)

дальнодействующими, например кулоновскими. Статические диэлектрические проницаемости дельта-слоев в несколько раз больше, чем у нелегированного CVD-алмаза, из-за их близости к фазовому переходу в состояние с металлическим типом проводимости.

Таким образом, полученные результаты позволяют уточнить механизмы дырочной «прыжковой» проводимости в сильно легированных бором дельта-слоях в CVD-алмазе вблизи их фазового перехода в состояние с металлическим типом проводимости и тем самым способствовать дальнейшим экспериментальным и теоретическим исследованиям этих важных с точки зрения приложений систем.

Финансирование

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН (проект № 0030-2021-0003).

Литература

1. J. E. Butler, A. Vikharev, A. Gorbachev *et al.* // *Phys. Status Solidi RRL*, **11**, 1600329 (2017).
2. H. El-Hajj, A. Denisenko, A. Kaiser *et al.* // *Diamond Rel. Mater.*, **17**, 1259 (2008).
3. G. Chicot, A. Fiori, P. N. Volpe *et al.* // *J. Appl. Phys.*, **116**, 083702 (2014).
4. N. F. Mott, *Metal-Insulator Transitions*, London, New York, Taylor & Francis, 1990.
5. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*. Москва : Наука, 1979.

Неэкспоненциальная динамика фотolumинесценции нанокристаллов перовскитов $\text{CsPb}(\text{Cl}, \text{Br})_3$ и CsPbBr_3 в матрице фторфосфатного стекла

Е. В. Кулебякина^{1,*}, М. Л. Скориков¹, Е. В. Колобкова^{2,3}, М. С. Кузнецова⁴, В. В. Белых¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

² Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49А, Санкт-Петербург, 197101

³ СПбГУ Петра Великого, ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251

⁴ СПбГУ, ул. Университетская набережная, д. 7-9, Санкт-Петербург, 199034

* kulebyakinaev@lebedev.ru

В данной работе была исследована низкотемпературная фотolumинесценция нанокристаллов перовскитов $\text{CsPb}(\text{Cl}, \text{Br})_3$ и CsPbBr_3 в матрице фторфосфатного стекла, полученных методом высокотемпературного синтеза. Было обнаружено, что динамика фотolumинесценции для данных структур отличается сильной неэкспоненциальностью и имеет несколько компонент, которые находятся как в наносекундном, так и в микросекундном диапазоне. Сложная динамика фотolumинесценции объясняется захватом носителей заряда в мелкие поверхностные состояния, рекомбинация из которых подавлена.

Введение

В последнее десятилетие нанокристаллы (НК) перовскитов CsPbX_3 ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) стали довольно популярным материалом для исследований вследствие высокой квантовой эффективности и узкополосного излучения этого материала, что связано с дефектной толерантностью перовскитов. Однако плохая устойчивость этих материалов к внешним воздействиям окружающей среды, таким как влага, кислород, тепло, препятствует их практическому применению в светоизлучающих диодах, дисплеях и фотоэлектрических элементах. Одним из вариантов решения данной проблемы может быть матрица из неорганического стекла, обеспечивающая химическую стабильность для НК.

Методика эксперимента и образцы

Образцы с НК перовскитов, исследуемые в настоящей работе, были изготовлены методом высокотемпературного синтеза [1, 2]. Синтез проводили в закрытом стеклоуглеродном тигле при температуре 1000 °С. Далее расплав был отлит на стеклоуглеродную пластину и прессован до образования пластины толщиной ~ 2 мм. НК образовались в результате процесса самокристаллизации с дальнейшим ростом во время термообработки. В данной работе были исследованы образцы с бромом состава CsPbBr_3 с размерами НК 9, 12 и 16 нм и образец состава $\text{CsPb}(\text{Cl}, \text{Br})_3$ с размером НК 8 нм методом низкотемпературной спектроскопии фотolumинесценции (ФЛ). Для возбуждения структур в случае измерений стационарных спектров ФЛ использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 405 нм. Измерения динамики ФЛ осуществлялись при помощи стрик-камеры, соединенной с монохроматором. В этом случае образец возбуждался второй гармоникой перестраиваемого титан-сапфирового лазера на длине волны 400 нм, имеющего длительность импульсов 2 пс и частоту их следования 76 МГц. С целью измерения динамики ФЛ в более широких временных диапазонах, использовался селектор импульсов, который понижал частоту следования импульсов, тем самым позволяя изме-

рять времена до нескольких микросекунд. Поскольку все измерения проводились при низких температурах, образец помещался в гелиевый оптический криостат, где он охлаждался потоком газообразного гелия.

Результаты и обсуждение

Каждый из спектров низкотемпературной ФЛ для исследуемых структур содержит одну экситонную линию. Для образцов состава CsPbBr_3 она расположена ближе к инфракрасной области спектра, $\text{CsPb}(\text{Cl}, \text{Br})_3$ — к ультрафиолетовой. Энергия максимума ФЛ определяется запрещенной зоной материала, энергией размерного квантования НК и энергией кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой. В частности, для серии образцов CsPbBr_3 разные максимальные энергии соответствуют разным размерам НК. Уменьшение размеров НК приводит к увеличению энергии ФЛ. Это объясняется в рамках модели сферически симметричной квантовой точки с бесконечными потенциальными барьерами. При повышении температуры положение пика смещается в сторону больших энергий, интегральная интенсивность уменьшается с температурой. Пиковая энергия ФЛ увеличивается с температурой в отличие от обычных полупроводников. При высоких температурах пик начинает смещаться в сторону меньших энергий. Спектры пропускания демонстрируют аналогичное поведение. Одновременно с уменьшением размера НК увеличивается полуширина на полувысоте пика ФЛ. При низкой температуре ширина линии ФЛ определяется неоднородным уширением, возникающим из-за разброса размеров НК, имеющимся в каждом из образцов. С ростом температуры ширина пика растет, что описывается термической активацией носителей на вышележащие энергетические состояния.

Динамика ФЛ экситонов проявляет сильно неэкспоненциальный характер (рис. 1) и характеризуется тремя компонентами: быстрой ($\approx 0,3$ нс), медленной (≈ 2 мкс) и промежуточной между этими двумя (≈ 12 нс). С повышением температуры амплитуда медленной компоненты увеличивается, а время ее

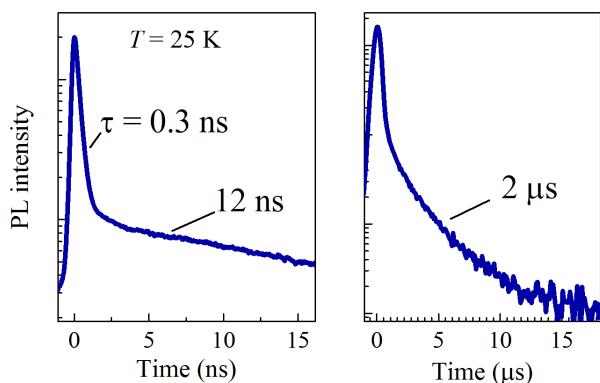


Рис. 1. Динамика фотолуминесценции образца $\text{CsPb}(\text{Cl},\text{Br})_3$ при температуре 25 К в трех различных временных диапазонах

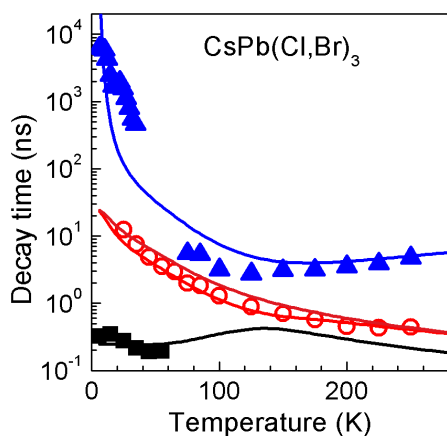


Рис. 2. Температурная зависимость времени затухания ФЛ НК перовскитов $\text{CsPb}(\text{Cl},\text{Br})_3$ в матрице фторфосфатного стекла в разных временных диапазонах при разных температурах

затухания уменьшается. На рис. 2 показана температурная зависимость времен затухания ФЛ для трех компонент в НК $\text{CsPb}(\text{Cl},\text{Br})_3$. Интересно, что время долгоживущей компоненты сначала резко уменьшается, а затем плавно увеличивается с температурой.

Трехкомпонентную динамику можно объяснить, принимая во внимание мелкие ловушки на поверхности НК для электронов и дырок. В результате захвата носителей этими ловушками образуются пространственно не прямые экситоны, рекомбинация которых сильно подавлена. Такая интерпретация также следует из наблюдения долгоживущей спиновой динамики, соответствующей экситону с малым обменным взаимодействием [3]. Глубину ловушек можно оценить из активационной зависимости медленной компоненты от температуры. Она составляет 2–3 мэВ. Возрастание времени затухания с температурой связано с заселением вышележащих состояний и, как следствие, уменьшением общей скорости рекомбинации.

Финансирование

Работа поддержана проектом Минобрнауки (соглашение № 075-15-2021-598 в ФИАН).

Литература

1. E. V. Kolobkova, M. S. Kuznetsova, N. V. Nikonov // *Journal of Non-Crystalline Solids*, **563**, 120811 (2021).
2. E. V. Kolobkova, R. Semaan, M. S. Kuznetsova, N. V. Nikonov // *Journal of Luminescence*, **255**, 119541(2023).
3. V. V. Belykh et al. // *Nano Letters*, **22**, 4583 (2022).

Энергетическая структура мультиэкситонов в квантовых проволоках с продольным ограничивающим потенциалом

Раби Кумар^{1,2,*}, М. П. Теленков^{1,2}, Ю. А. Митягин^{2,3}

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

² Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119049

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409

*rkravi365@gmail.com

Рассчитаны энергетические спектры многочастичных экситонов в квантовых проволоках с продольным ограничивающим потенциалом, обеспечивающим энергию размерного квантования, сопоставимую с характерной энергией электрон-электронного взаимодействия. Показано, что в этих структурах энергия обменного взаимодействия носителей заряда одного знака приводит к тому, что основным является состояние, в котором один из носителей находится на возбужденном уровне. Обнаружено, что энергия связи мультиэкситонов сильно уменьшается при возбуждении одного из носителей заряда.

Введение

В последние годы была разработана технология роста новых квантово-размерных структур — квантовых проволок с градиентом состава вдоль оси роста, обеспечивающим продольный ограничивающий потенциал [1, 2]. Эти системы открывают многообещающие возможности для разработки однофотонных излучателей и лазеров [3, 4].

Особенность этих структур заключается в том, что медленно изменяющийся ограничивающий продольный потенциал приводит к достаточно малым энергиям размерного квантования, при этом обеспечивая достаточно сильную локализацию носителей так, что характерная энергия кулоновского взаимодействия носителей превышает межуровневое расстояние. Поэтому в таких структурах можно ожидать сильной когерентности носителей заряда в многочастичных экситонах.

Кроме того, в этих структурах энергии размерного квантования тяжелых дырок близки к тепловой энергии kT для гелиевых температур. Поэтому для оптических приложений достаточно важным является вопрос об изменении энергии связи экситонов при возбуждении дырок.

Метод расчета

В данной работе мы рассматриваем квантовые проволоки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с параболическим потенциалом вдоль оси [2], обусловленным изменением концентрации алюминия x (рис. 1).

Расчет энергетического спектра экситонов осуществлялся в приближении эффективной массы формализма огибающих функций [5]. Кулоновское взаимодействие между носителями учитывалось с помощью матричного подхода. В качестве исходного базиса использовались волновые функции невзаимодействующих частиц, составляющих мультиэкситон. Классификация состояний в экситоне проводилась по максимальному модулю коэффициента разложения нулевой задачи.

Численные расчеты выполнялись для структуры с длиной $2d = 275$ нм, радиусом $R = 10$ нм, $x_0 = 0.4$ и $x_{\min} = 0.2$.

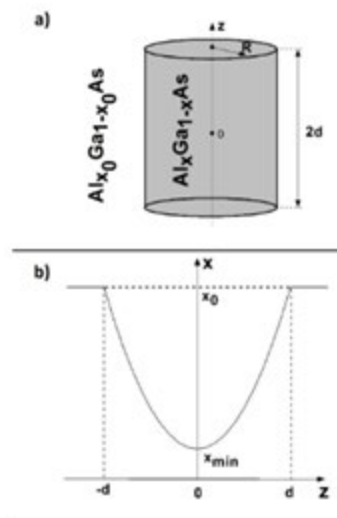


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры (a) и зависимость концентрации Al от координаты вдоль оси квантовой проволоки (b)

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры системы из двух электронов. В левой части рисунка показан двухэлектронный спектр, рассчитанный без учета взаимодействия между электронами. Энергия отсчитывается от дна одномерной подзоны. В правой части рисунка приведен спектр с учетом электрон-электронного взаимодействия.

Видно, что электрон-электронное взаимодействие качественно меняет спектр. Во-первых, оно приводит к увеличению энергии синглетных состояний (суммарный спин двух электронов $S = 0$) и уменьшению энергии триплетных состояний ($S = 1$). Последнее обусловлено тем, что обменное взаимодействие для синглетных состояний достаточно мало, и изменение энергии происходит главным образом за счет кулоновского отталкивания. Тогда как обменное взаимодействие для триплетных состояний весьма велико и существенно превышает кулоновское отталкивание. Причем, как видно, эти сдвиги энергии весьма существенны — сопоставимы и даже превышают расстояние между уровнями энергии взаимодействующих

электронов. В частности, благодаря этому обстоятельству уровень энергии, который соответствует состоянию с возбужденным электроном, становится основным.

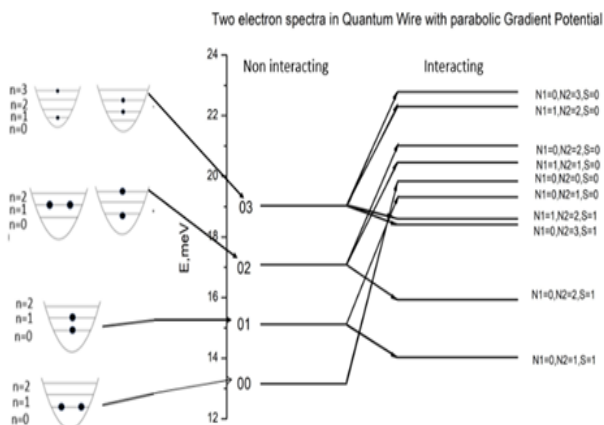


Рис. 2. Энергетический спектр системы двух электронов в квантовой проволоке

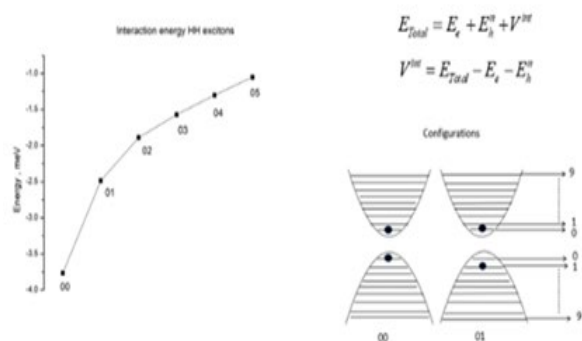


Рис. 3. Энергия связи экситона, состоящего из электрона и тяжелой дырки

На рис. 3 показана энергия связи экситона как функция тяжелой дырки. Видно, энергия связи резко уменьшается при переходе дырки с основного состояния на возбужденный уровень энергии. Аналогичное поведение наблюдается в многочастичных экситонах (рис. 4).

Обнаружено, что в рассматриваемых структурах обменное взаимодействие между носителями заряда одного знака приводит к тому, что состояние, когда один носитель находится на возбужденном уровне, а другой на нижнем, становится основным. Установлено, что при переходе одного из носителей заряда на возбужденный уровень существенно падает энергия связи мультиэкситона.

Литература

1. M. Lazarev, J. Szeszko, A. Rudra, K. F. Karlsson, E. Kapon. Parabolic tailored-potential quantum-wires grown in inverted pyramids // Journal of crystal growth. V. 414, 196 (2015).
2. Q. Zhu, J. D. Ganiere, Z. B. He, K. F. Karlsson, M. Byszewski, E. Pelucchi, A. Rudra and E. Kapon. Pyramidal GaAs/AlGaAs quantum wire/dot systems with controlled heterostructure potential // Phys. Rev. B, 82, 165315 (2010).
3. M. H. Baier, E. Pelucchi, E. Kapon, S. Varoutsis, M. Gallart, I. Robert-Philip and I. Abram. Single photon emission from site-controlled pyramidal quantum dots // Appl. Phys. Lett., 84, 648 (2004).
4. V. Troncale, K. F. Karlsson, E. Pelucchi, A. Rudra and E. Kapon. Control of valence band states in pyramidal quantum dot-in-dot semiconductor heterostructures // Appl. Phys. Lett., 91, 241909 (2007).
5. G. Bastard. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures. Les Editions de Physique, Les Ulis, 1998.

ТРХ-оптика для сбора (коллимации) терагерцового излучения квантово-каскадных лазеров

Д. И. Курицын^{1,*}, К. В. Маремьянин¹, Р. А. Хабибуллин², С. В. Морозов¹,
Л. В. Гавриленко¹, В. И. Гавриленко¹, Е. Е. Орлова¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В. Г. Мокерова РАН, Москва,

Нагорный проезд, 7, стр. 5, 117105

*dk@ipmras.ru

Приведены результаты использования полиметилпентена (ТРХ) для изготовления собирающей оптической системы для квантово-каскадного лазера (ККЛ) ТГц диапазона (~ 4 ТГц).

Введение

Появление компактных полупроводниковых лазерных источников ТГц-диапазона на основе квантово-каскадных структур поставило ряд новых задач, связанных с оптическими системами, используемыми для сбора, коллимации и фокусировки ТГц-излучения с наибольшей эффективностью. ТГц квантово-каскадные лазеры (ККЛ) с двойным металлическим волноводом позволяют эффективнее отводить тепло от лазерного чипа [1] и имеют значительно меньшие пороговые токи [2]. Однако такие лазеры имеют на выходе сильно расходящийся пучок [3–5], что требует применения дополнительных оптических систем для сбора излучения [6].

В ряде работ для вывода и коллимации излучения с длинами волн 1–5 ТГц из ККЛ используются линзы из высокочистого кремния (HRFZS) [7], так как показатель преломления кремния близок к показателю преломления GaAs, на основе которого создаются квантово-каскадные гетероструктуры. Стараются также обеспечить отсутствие воздушного промежутка между торцом ККЛ и линзой, для этого применяют промежуточные пластины различной толщины (спейсеры) из того же материала, что и линза. Однако непрозрачность кремния в видимом диапазоне затрудняет точную юстировку линзы относительно торца ККЛ. ТРХ-пластик (полиметилпентен) по сравнению с HRFZS обладает высоким коэффициентом пропускания в ТГц-диапазоне (вблизи 3–4 ТГц коэффициент пропускания для HRFZS ~0.52 и для ТРХ ~0.8 для пластины толщиной 2 мм [8]). Следует также отметить прозрачность ТРХ в видимом диапазоне, стабильность механических свойств в широком диапазоне температур, легкость обработки.

Изготовление и юстировка линзы

Линзы изготавливались путем горячего прессования заготовки из ТРХ-пластика. Пресс-форма была выполнена из алюминия. Спейсер и линза ТРХ были расположены на расстоянии 17 мкм от торца лазерной структуры ККЛ. Показатель преломления материала ТРХ спейсера и линзы составляет 1.463 и 1.465 для длин волн 0.633 мкм и 1000 мкм соответственно, что существенно облегчает визуальную юстировку линзы относительно торца ККЛ. Схема расположения ККЛ относительно спейсера и линзы приведена на рис. 1.

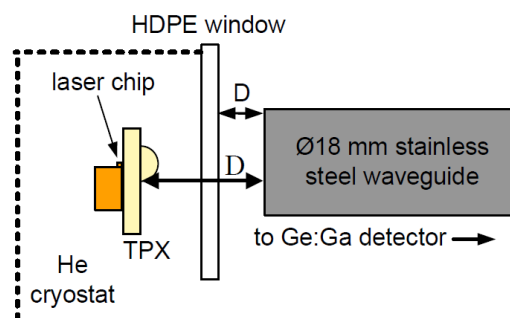


Рис. 1. Схема расположения ККЛ относительно спейсера с линзой

Измерялась интенсивность излучения ККЛ (#4111_3-12) с двойным металлическим волноводом Ti/Au длиной 875 мкм, шириной 50 мкм и частотой основной линии излучения 4.1 ТГц. Толщина активной области ККЛ составляла 10 мкм. Кристаллодержатель с ККЛ крепился на столик гелиевого криостата замкнутого цикла с минимальной температурой 12 К.

Для возбуждения ККЛ использовался источник тока на базе MOSFET-ключа. Для минимизации нагрева ККЛ частота импульсов тока была выбрана 1 кГц при длительности импульса 2 мкс. Излучение ККЛ заводилось в волновод, выполненный из полированной нержавеющей стали диаметром 18 мм с размещенным в нем приемником, помещенным в транспортный сосуд Дьюара с жидким гелием. Общая длина волновода (с поворотным зеркалом) составляла 1.5 м, при этом его часть ~50 см находилась в атмосфере. В качестве приемника излучения использовался кристалл германия, легированного галлием. Сигнал с детектора усиливался токовым усилителем и регистрировался цифровым осциллографом.

Для сбора излучения использовалась полусферическая линза диаметром 6 мм со спейсерами различной толщины. Для сравнения интенсивности собранного излучения ККЛ было взято 4 различные оптические схемы:

1) без линзы и спейсера излучение ККЛ направлялось на торец цилиндрического волновода, максимально приближенного к волноводу приемника диаметром 18 мм;

2–4) при использовании ТРХ-линзы со спейсерами различной толщины (2.5, 3 и 3.4 мм соответственно), расстояние до волновода приемника с размещенным перед ним окном HDPE составляло 4 см.

Результаты измерений интенсивности излучения ККЛ приведены в табл. 1.

Таблица 1. Сравнение интенсивностей собранного излучения

Схема сбора излучения	Интенсивность излучения относительная, I_{lens}/I_0
1) волновод+полиэтилен	1 (I_0)
2) спейсер 2.5 мм+линза	2.4
3) спейсер 3 мм+линза	10.7
4) спейсер 3.4 мм+линза	5.1

Таким образом, использование оптической системы (спейсер 3 мм толщиной и полусферической линзы диаметром 6 мм) из ТРХ-пластика дает десятикратное возрастание интенсивности детектируемого излучения по сравнению с оптической схемой, где применяется только волновод. Следует также отметить простоту изготовления и легкость юстировки оптики из ТРХ-пластика.

Финансирование

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

Литература

1. M. S. Vitiello and A. Tredicucci // *Advances in Physics: X*. Vol. **6**, № 1, 1893809 (2021).
2. S. Fathololoumi, E. Dupont, Chan CWI, et al. // *Opt Express.*, 2012; **20**: 3866.
3. S. Kohen, B. S. Williams, and Q. Hu // *J. Appl. Phys.*, **97**, 053106 (2005).
4. A. J. L. Adam, I. Kašalynas, J. N. Hovenier, T. O. Klassen, J. R. Gao, E. E. Orlova, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno // *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 151105 (2006).
5. E. E. Orlova, J. N. Hovenier, P. J. de Visser, and J. R. Gao // *Phys. Rev. A*, **91**, 051802 (R) (2015).
6. E. E. Orlova, J. N. Hovenier, T. O. Klassen, I. Kašalynas, A. J. L. Adam, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno // *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 173904 (2006).
7. Alan Wei Min Lee, Qi Qin, Sushil Kumar, Benjamin S. Williams, Qing Hu, and John L. Reno // *Optics Letters*. Vol. **32**, № 19, 2840 (2007).
8. THz Materials. http://www.tydexoptics.com/ru/products/thz_optics/thz_materials/.

Можно предположить [3], что механизм формирования нанохолмов в слоистых пленках кремний/золото связан с локальным джоулевым разогревом под действием тока высокой плотности в области под СТМ-зондом. Взаимная диффузия материалов в этой области приводит к образованию композитной структуры Au/Si. СТМ-воздействие с такими же параметрами на плёнку Au не приводит к подобным изменениям поверхности, что можно объяснить более эффективным процессом переноса тепла в пленке Au.

В ходе работы был также исследован эффект рождения фотонов при неупругом туннелировании электронов через полученные гибридные наноантенны. Для этого использовалась методика регистрации люминесценции, индуцированной в СТМ (СТМ-Л), подробно описанная в работах [4, 5]. На рис. 1, б представлено типичное СТМ- и СТМ-Л-изображение получаемых гибридных Au/Si-наноантенн. При этом для уменьшения ошибки СТМ-Л-сигнал нормирован на величину тока обратной связи. Видно, что оптический сигнал с поверхности наноантенны выше, чем с чистой поверхности образца. Таким образом, можно сделать вывод о том, что наличие гибридной Au/Si-наночастицы приводит к увеличению локальной плотности оптических состояний. Данный вывод был также подтвержден в наших предыдущих исследованиях [2, 4].

Заключение

В рамках данной работы методом СТМ-нанолитографии были созданы композитные Au/Si оптичес-

кие наноантенны с латеральными размерами 60–150 нм [2, 3]. Применение полученных наноантенн в качестве одного из берегов туннельного контакта позволило увеличить квантовую эффективность процесса генерации фотонов путем увеличенной плотности оптических состояний.

Разработанная методика применена к пленкам Au/Si, что делает её потенциально совместимой с современным КПОМ-техпроцессом. Данный факт потенциально предполагает лёгкую интеграцию, а значит, быстрое внедрение оптоэлектронных решений в современные вычислительные технологии.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-10346).

Литература

1. J. Lambe, S. L. McCarthy // *Phys. Rev. Lett.*, **37.14**, 923 (1976).
2. D. V. Lebedev et al. // *JPCL*, **13**, 4612–4620 (2022).
3. Д. В. Лебедев, В. А. Школдин и др. // *Письма в ЖТФ*, **48, 12**, 15–18 (2022).
4. D. V. Lebedev et al. // *JPCL*, **12.1**: 501–507 (2020).
5. D. V. Lebedev et al. // *PSS-RRL*, **14.3**, 1900607 (2020).

Проявление диполь-дипольного и квадрупольного взаимодействий в спектре коррелятора оптически охлажденных ядерных спинов объемного кристалла n-GaAs

В. М. Литвяк^{1,*}, Р. В. Чербунин¹, Ф. Ю. Солдатенков², В. К. Калевич^{1,2}, К. В. Кавокин¹

¹ Лаборатория оптики опина им. И. Н. Уральцева, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504

² ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

*valiok.ok@gmail.com

Измерен спектр коррелятора оптически охлажденной ядерной спиновой системы объемного кристалла n-GaAs в нулевом магнитном поле. Полученный спектр описывается двумя контурами. Расчет показал, что вклад в высокочастотную часть спектра вносит диполь-дипольное взаимодействие, а в низкочастотную — квадрупольное взаимодействие.

Введение

В полупроводниковых структурах ядерная спиновая система (ЯСС) может быть оптически охлаждена до температур, на несколько порядков ниже температуры решетки [1]. Охлажденная ЯСС может поглощать мощность переменного магнитного поля и отогреваться [1, 2]. В нулевом магнитном поле спектр поглощения определяется типами взаимодействий, в которых участвуют ядерные спины. Фундаментальным взаимодействием между ядерными спинами в полупроводниках является магнитное диполь-дипольное взаимодействие. Деформации кристалла приводят к квадрупольным эффектам, которые модифицируют спектр поглощения [3, 4]. Измерив спектр поглощения, можно найти спектральную плотность флуктуаций ядерных спинов — спектр спинового коррелятора. При охлаждении ЯСС до сверхнизких температур ожидается переход ядерных спинов в упорядоченное состояние. В частности, при температуре порядка сотен нанокельвин ожидается формирование ядерного спинового полярона [5–7], которое должно сопровождаться модификацией спектра коррелятора. На сегодняшний день спектры ядерных спиновых корреляторов и физические процессы, участвующие в их формировании, плохо изучены даже при высоких спиновых температурах.

В данной работе мы измерили в нулевом внешнем магнитном поле частотный спектр коррелятора ЯСС объемного кристалла n-GaAs при спиновой температуре ядер порядка ста микрокельвин и установили типы межъядерных взаимодействий, ответственных за форму коррелятора.

Методика эксперимента

В работе изучался объемный кристалл n-GaAs:Si с концентрацией донорной примеси $n_d = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для измерения спектров отогрева ЯСС использовалась методика, предложенная в [8] и развитая нами в [3, 4]. Данная методика позволяет измерить в нулевом магнитном поле скорость отогрева охлажденной ЯСС:

$$\frac{1}{T_\omega} = \frac{1}{t_{rf}} \ln \left(\frac{B_N(\omega)}{B_{N0}} \right), \quad (1)$$

где $t_{rf} = 3 \text{ с}$ — длительность воздействия на ЯСС переменного магнитного поля с частотой $\omega = 2\pi f$,

$B_N(\omega)$ и B_{N0} — величины ядерных полей после воздействия переменного магнитного поля и без его воздействия соответственно.

Спектр коррелятора ядерных спинов G_ω получается путем деления скорости отогрева как функции частоты на квадрат мощности переменного магнитного поля [1, 8]:

$$G_\omega = \frac{4 B_L^2}{\omega^2 B_1^2} \left(\frac{1}{T_\omega} \right), \quad (2)$$

где B_L — локальное поле ядер, B_1 — амплитуда переменного магнитного поля.

Результаты

Измеренный спектр коррелятора (рис. 1, кружки) состоит из двух контуров: его низкочастотная часть (до 1 кГц) описывается функцией Лоренца (пунктирная линия), а высокочастотная часть — функцией Гаусса (штрихпунктирная линия). Такое разложение можно интерпретировать как участие ЯСС в двух типах взаимодействий. Характерные временные масштабы этих взаимодействий связаны с полуширинами контуров Лоренца (500 Гц) и Гаусса (2 кГц). Для GaAs известно, что основным типом взаимодействий, в которых участвуют ядерные спины, является магнитное диполь-дипольное взаимодействие. Его можно описать как действие локального магнитного поля B_{Li} , созданного соседними ядрами, на i -й ядерный спин [2]. Каждый i -й ядерный спин прецессирует в таком поле с периодом $T_2 \sim 10^{-4} \text{ с}$. Величина разброса частот прецессии ядерных спинов в локальных полях дает высокочастотный вклад в спектр коррелятора.

Результаты работ [4, 5] показали, что в объемных образцах n-GaAs могут присутствовать остаточные деформации, приводящие к квадрупольным взаимодействиям ядерных спинов. Мы предположили, что именно они могут вносить вклад в низкочастотную часть спектра коррелятора. Чтобы это проверить, нами был смоделирован коррелятор для классических магнитных моментов в решетке GaAs. Решалось уравнение движения магнитного момента в поле, созданном ближайшими ядрами, с учетом одноосного квадрупольного расщепления вдоль кристаллографической оси [100]. Оказалось, что для величины квадрупольного взаимодействия, эквивалентной расщеплению ядерных спиновых уровней в поле 0.2 Гс, расчетная кривая (сплошная линия на рис. 1) достаточно

точно описывает экспериментально измеренный спектр коррелятора.

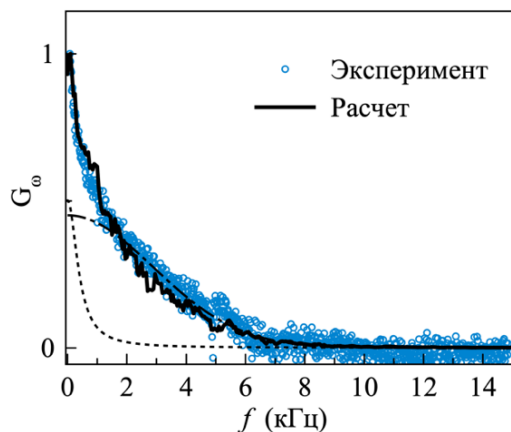


Рис. 1. Экспериментально измеренный в нулевом магнитном поле спектр коррелятора охлажденных ядерных спинов объемного n-GaAs (кружки). Спектр аппроксимирован суммой контуров Лоренца (пунктирная линия) и Гаусса (штрихпунктирная линия). Сплошной линией показан расчетный спектр коррелятора.

Заключение

Мы измерили спектр коррелятора охлажденной ЯСС объемного образца n-GaAs с концентрацией доноров $n_d = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. С помощью моделирования

нами установлено, что его форма определяется диполь-дипольным и квадрупольным взаимодействиями.

Финансирование

Авторы благодарны Российскому научному фонду за финансовую поддержку, грант № 22-42-09020.

Литература

1. Optical Orientation / ed. by F. Meier, B. P. Zakharchenya. – Amsterdam: North-Holland, 1984.
2. The principles of nuclear magnetism / A. Abragam. – Oxford, University Press, 1961.
3. V. M. Litvyak, R. V. Cherbunin, V. K. Kalevich, K. V. Kavokin // Semiconductors, **54**, 1728 (2020).
4. V. M. Litvyak, R. V. Cherbunin, V. K. Kalevich et al. // Phys. Rev. B, **104**, 235201 (2021).
5. A. Merkulov // Physics of the Solid State, **40**, 930 (1998).
6. D. Scalbert // Phys. Rev. B, **95**, 245209 (2017).
7. M. Vladimirova, D. Scalbert, M. S. Kuznetsova, K. V. Kavokin // Phys. Rev. B, **103**, 205207 (2021).
8. V. K. Kalevich, V. G. Fleisher // Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser., **47**, 5 (1983).

Рост и оптические свойства InGaN-слоев для ИК-диапазона, полученных на кремнии, сапфире и темплейтах методом МПЭ ПА

Д. Н. Лобанов^{1,*}, Б. А. Андреев¹, К. Е. Кудрявцев¹, П. А. Юнин¹, Е. В. Скороходов¹, М. А. Калинин¹, А. В. Новиков^{1,2}, З. Ф. Красильник^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

*dima@ipmras.ru

Методом МПЭ ПА на подложках Si(111) и сапфира c-Al₂O₃ с буферными слоями GaN/AlN, а также темплейтах GaN/c-Al₂O₃ получены планарные слои InGaN с долей In > 70%, демонстрирующие интенсивную фотолюминесценцию при комнатной температуре и стимулированное излучение при 77 К в инфракрасном диапазоне. Обнаружено, что интенсивность сигнала фотолюминесценции от InGaN, полученного на темплейте, почти не падает при повышении температуры измерения с 77 К до 300 К, что связывается с низким темпом рекомбинации Шокли — Рида — Холла вследствие малой плотности прорастающих дислокаций ~ 10⁹ см⁻².

Введение

На текущий момент соединения InGaN с небольшим содержанием In (< 30%) нашли своё применение в источниках света в ультрафиолетовой и синезеленой областях спектра. Освоение видимого красного и ИК диапазонов, основанное на материалах InGaN с высоким содержанием In, затруднено, поскольку современный уровень развития технологии не позволяет получать эти материалы необходимого кристаллического качества. Одной из основных причин высокой дефектности является отсутствие «родных» подложек для эпитаксии, а рост даже на высококачественных темплейтах GaN приводит к высокой плотности прорастающих дислокаций, поскольку параметры решёток GaN и InN отличаются на ~ 11%.

Ранее авторами настоящей работы было впервые получено стимулированное излучение в планарных слоях InGaN с долей In > 75%, выращенными методом МПЭ ПА [1]. Было обнаружено, что максимальная температура наблюдения стимулированного излучения составляла ~ 200 К. В качестве возможного объяснения температурного гашения стимулированного излучения приводились и рост оже-рекомбинации и включение с ростом температуры каналов безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли — Рида — Холла [1]. Следует отметить, что все исследованные в приведённых выше работах структуры имели близкие плотности прорастающих дислокаций ~ 10¹⁰ см⁻².

В настоящей работе представлены результаты исследования структурных и оптических свойств планарных слоёв InGaN с долей In > 70%, полученных методом МПЭ ПА на подложках Si(111) и сапфира c-Al₂O₃ с буферными слоями GaN/AlN, а также темплейтах GaN/c-Al₂O₃.

Эксперимент

Рост слоёв InN проводился методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО НТО). На c-Al₂O₃ и Si(111) подложках последовательно выращивались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм). Далее температура роста понижалась до ~ 470 °С, при которой осуществлялся рост слоя InGaN с содержанием In в ~ 80% при соотношении потоков

металлов и азота III/V ~ 0.8. Рост InGaN на темплейтах GaN/c-Al₂O₃ проходил без осаждения буферных слоёв, но с процедурой высокотемпературной очистки поверхности GaN с периодическим осаждением Ga. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгенодифракционного анализа (РД), фотолюминесценции (ФЛ), эффекта Холла.

Результаты и обсуждение

Исследования образцов методами СЭМ показали, что поверхности InGaN слоёв, выращенных на разных подложках, схожи и их среднеквадратичная шероховатость поверхности составляет 5–7 нм. Этот результат, скорее всего, обусловлен схожими условиями роста и параметров слоёв (температура, соотношение III/V, состав). В то же время, по данным рентгеноструктурного анализа плотность прорастающих дислокаций менялась на два порядка от 10⁹ см⁻² при росте на темплейтах до 10¹¹ см⁻² при росте на GaN/AlN/Si(001) (табл. 1).

Было обнаружено, что плотность дислокаций в слое InGaN коррелирует с дефектностью буферного слоя GaN, на котором растился слой InGaN (рис. 1).

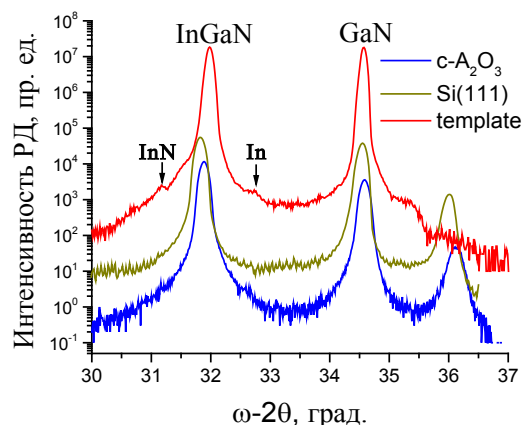


Рис. 1. ω -2 θ спектры [0002] рентгеновской дифракции образцов с InGaN-слоями, выращенными на различных подложках

Исследования фоновой концентрации электронов в слоях InGaN с помощью измерений эффекта Холла

Таблица 1. Основные параметры структур с InGaN-слоями, выращенными на разных подложках

Подложки	Si(111)	c-Al ₂ O ₃	Template
Плотность дислокаций в InGaN, $\times 10^{10} \text{ см}^{-2}$	12	5,1	0,19
Плотность дислокаций в GaN буферном слое, $\times 10^{10} \text{ см}^{-2}$	13	2,4	0,16
Концентрация электронов в InGaN, $\times 10^{19} \text{ см}^{-3}$	—	1,8	1,6
Содержание In в слое InGaN, %	83%	82%	79%

показали близкие значения этой величины независимо от подложки (табл. 1). Определение концентрации электронов при росте на подложке Si(111) было затруднено, поскольку она была полупроводящей (КЭС-0,1) и давала определяющий вклад в проводимость структуры. Тем не менее и положение максимума ФЛ, ширина линии ФЛ, и её интенсивность с учётом данных о составе указывают на близкий уровень фонового легирования (рис. 2). Это должно приводить к схожему темпу оже-рекомбинации в InGaN слоях, полученных на разных подложках. Однако при существенно более низкой плотности дислокаций и, соответственно, меньшем темпе рекомбинации Шокли — Рида — Холла в InGaN, выращенном на темплейте, интенсивность ФЛ от этого образца при низкой температуре (77 К) уступает примерно в 3 раза таковой от образцов, выращенных на других подложках (см. рис. 2). Этот результат может быть связан с отличием калибровки нагрева образца с InGaN на темплейте по сравнению с обычной сапфировой подложкой. В результате температура его роста оказывается выше заданной, что приводит к частичному разложению этого слоя (на что могут указывать слабые сигналы от In и InN этого образца на спектре РД на рис. 1), и появлению дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации.

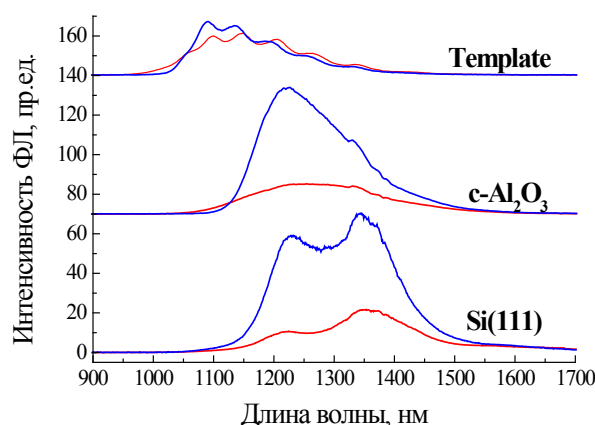


Рис. 2. Спектры спонтанной ФЛ при низкой (77 К — синие спектры) и комнатной (300 К — красные спектры) температурах образцов с InGaN слоем, выращенных на разных подложках

При комнатной температуре интегральные интенсивности ФЛ от InGaN-слоёв, выращенных на разных подложках, слабо отличаются. При этом можно отметить, что в сигнале от InGaN, полученном на темплейте, практически отсутствует температурное гашение при повышении температуры измерения с 77 К до 300 К, что связывается с низкой плотностью прорастающих дислокаций. Этот результат позволяет надеяться на дальнейшее продвижение по температуре наблюдения СИ вплоть до комнатной.

Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур» при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 22-22-00630).

Литература

1. D. N. Lobanov *et al.* // Appl. Phys. Lett., **118**, 151902 (2021).

Псевдоспиновая степень свободы в сильно коррелированных электронных системах

С. А. Лопатина^{1,2,*}, А. В. Щепетильников^{1,2}, А. Р. Хисамеева¹, Г. А. Николаев^{1,3},
И. В. Кукушкин¹

¹ Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Ак. Осипьяна д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432

² Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 11, Москва, 101000

³ Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701

* lopatina@issp.ac.ru

В работе представлен анализ состояний двумерной электронной системы (ДЭС) с псевдоспиновой степенью свободы в режиме квантового эффекта Холла. В работе представлено исследование псевдоспиновой степени свободы в двумерной электронной системе с широкой квантовой ямой AlAs/AlGaAs в режиме квантового эффекта Холла. Экспериментально обнаружено возникновение ферромагнитного фазового перехода вблизи факторов заполнения 2 и 3 в наклонном магнитном поле. С помощью методики спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) было выявлено, что фазовый переход имеет псевдоспиновый характер, т. е. сопровождается формированием доменов с разной псевдоспиновой поляризацией.

Введение

Физика двумерных электронных систем в режиме целочисленного квантового эффекта Холла остается активно развивающимся направлением в физике конденсированного состояния. Преимущественно это связано с тем, что данный эффект подробно изучен лишь в крайне ограниченном режиме, а именно в условиях слабого электрон-электронного взаимодействия. Во многих полупроводниковых структурах такой режим не реализуется на практике, а сильные многочастичные корреляции приводят к возникновению красивых фундаментальных явлений, таких как вигнеровская кристаллизация, стонеровская неустойчивость, дробный квантовый эффект Холла.

Одним из наиболее удобных материалов для исследования многочастичных эффектов является AlAs в силу сравнительно большой эффективной массы носителей заряда и, как следствие, малой величины кинетической энергии электронов в сравнении с энергией электрон-электронного взаимодействия. Более того, существование в AlAs трёх эквивалентных долин, лишь две из которых оказываются заселенными в широких квантовых ямах, значительно обогащает физику квантового эффекта Холла, поскольку привносит в нее новую степень свободы — псевдоспин. В рамках данной работы вблизи четных факторов заполнения в режиме квантового эффекта Холла был обнаружен и подробно исследован фазовый переход, сопровождавшийся макроскопическим изменением псевдоспиновой степени свободы.

Методика эксперимента

Образец представлял собой гетероструктуру AlAs/AlGaAs с квантовой ямой AlAs шириной 15 нм. Концентрация носителей заряда составляла $n_s = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измерения проводились при температуре 0.5 К в сильных магнитных полях до 14.5 Т.

Положение фазового перехода было обнаружено по возникновению особенности в продольном сопротивлении двумерной электронной системы [1]. Добавка к сопротивлению в этом случае связана с увеличением рассеяния на границах образовавшихся доменов с разной псевдоспиновой поляризацией.

Для определения характера ферромагнитного фазового перехода использовалась спектроскопия спинового резонанса. Детектирование ЭПР основано на чувствительности сопротивления ДЭС к поглощению излучения микроволнового диапазона. Соответствующая добавка к сопротивлению была измерена с помощью дифференциальной методики двойного синхронного детектирования.

Анизотропия тензоров g -фактора долин позволила пронаблюдать спиновый резонанс от каждой из долин независимо при определенной ориентации магнитного поля [2]. Анализ относительной амплитуды резонансов позволил восстановить относительную заселенность долин, т. е. фактически измерить поляризацию псевдоспина.

Результаты и обсуждение

В эксперименте была исследована эволюция продольного сопротивления ДЭС при изменении ориентации магнитного поля относительно образца от перпендикулярной (0°) до наклонной в 40° от перпендикуляра к образцу (рис. 1). Выявлено возникновение пика в сопротивлении при углах наклона 30° и 40° . При изменении концентрации пик в сопротивлении сдвигается в область фактора заполнения 3 и наблюдается только при 30° .

В ходе работы был определен тензор g -фактора, соответствующий электронным долинам AlAs и было составлено соответствие между наблюдаемыми пиками ЭПР и резонансами в каждой из долин. Для этого использовалась аппроксимация экспериментальных данных формулой

$$g_1^2(\theta, \phi) = g_x^2 \sin^2 \theta + g_z^2 \cos^2 \theta,$$

$$g_2^2(\theta, \phi) = g_y^2 \sin^2 \theta + g_z^2 \cos^2 \theta.$$

Численные значения диагональных компонент тензора g -фактора находятся в хорошем соответствии с ранее опубликованными результатами [2].

В результате анализа ЭПР в полях, близких к положению пика в сопротивлении, была построена картина эволюции относительной заселенности долин. Было выявлено, что в полях меньше положения пика и больше положения пика наблюдается один и два

спиновых резонанса соответственно. Таким образом, при фазовом переходе меняется число долин, заполненных электронами, т. е. происходит скачкообразное изменение псевдоспина. Измеренная эволюция относительной заселенности долин вблизи положения особенности в сопротивлении системы прямо

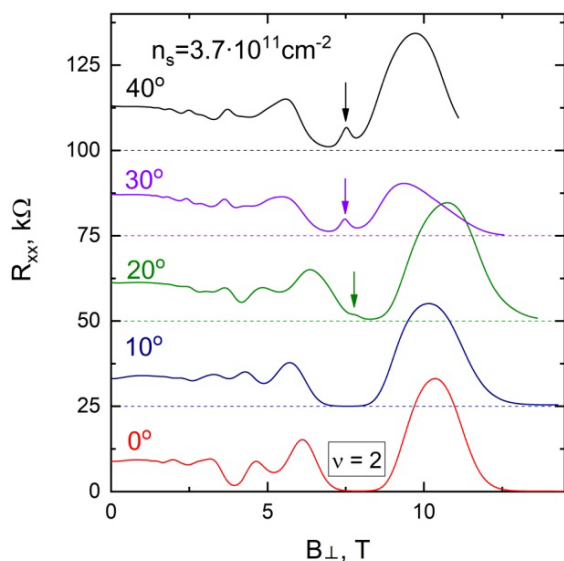


Рис. 1. Пик в зависимости продольного сопротивления от магнитного поля, соответствующий фазовому ферромагнитному переходу вблизи фактора заполнения $\nu = 2$, для различных углов наклона образца

указывает на псевдоспиновый характер обнаруженного фазового перехода.

Заключение

В работе обнаружен и экспериментально исследован ферромагнитный фазовый переход и разработана методика измерения относительной заселённости плоскостных долин AIA. Был установлен псевдоспиновый характер наблюдаемого фазового перехода вблизи фактора заполнения 2, а также исследована эволюция заселенности плоскостных долин.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 20-72-10097.

Литература

1. Vincenzo Piazza, Vittorio Pellegrini, Fabio Beltram, Werner Wegscheider, Tomas Jungwirth, and Allan H. MacDonald. First-order phase transitions in a quantum hall ferromagnet // *Nature*, 402(6762), 638–641 (1999).
2. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kulkushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider. Electron g -factor anisotropy in an AIA quantum well probed by ESR // *Phys. Rev. B*, **92**, 161301 (2015).

Генерация длинноволнового стимулированного излучения в непрерывном режиме в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe

К. А. Мажукина^{1,2,*}, В. В. Румянцев², А. А. Дубинов², В. В. Уточкин², А. А. Разова², А. А. Себина^{1,2}, М. А. Фадеев², А. А. Янцер^{1,2}, Н. Н. Михайлов³, С. А. Дворецкий³, В. И. Гавриленко², С. В. Морозов²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

* mazhukina@ipmras.ru

В данной работе путем оптимизации диэлектрических волноводов в структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe продемонстрировано стимулированное излучение (СИ) с длиной волны 24 мкм и шириной линии менее 4 см^{-1} в условиях квазинепрерывного возбуждения. Полосковые микрорезонаторы, изготовленные из данных структур методом ионного травления, позволили снизить ширину линии СИ до 1 см^{-1} при возбуждении непрерывным CO₂-лазером.

Введение

На протяжении последних десятилетий достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов HgCdTe, в связи с чем наблюдается рост числа исследований этого материала и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на его основе. Недавние исследования показывают, что такие структуры могут быть перспективными для создания длинноволновых межзонных лазеров [1]. На длинах волн короче 30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в диапазон 20–60 мкм квантово-каскадных лазеров (ККЛ) на основе «традиционных» A³B⁵ материалов GaAs и InP. Несмотря на значительные успехи ККЛ на основе InAs/AlSb и наличие лазеров на основе халькогенидов свинца-олова, в литературе отмечается нехватка когерентных перестраиваемых источников в диапазоне длин волн 16–30 мкм [2, 3].

Методика эксперимента

Исследуемые структуры были выращены на полуизолирующей подложке GaAs(013), с ZnTe и CdTe буферами и содержали 15 КЯ на основе HgCdTe с диэлектрическим волноводом.

Образцы располагались в криостате замкнутого цикла с возможностью регулировки температуры от 8 до 300 К. Спектры стимулированного излучения (СИ) были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работе [1]. Накачка осуществлялась CO₂-лазерами с длиной волны 10.6 мкм. В случае импульсного лазера максимальная интенсивность накачки составляла $\sim 100 \text{ кВт/см}^2$ при длительности импульса 100 нс. Также был использован квазинепрерывный CO₂-лазер с возможностью внутреннего формирования импульсов произвольной скважности длительностью от 10 мкс.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры СИ структуры 170127 при различных длительностях возбуждающе-

го импульса CO₂-лазера. При увеличении длительности импульса выше 45 мкс предположительно возникает разогрев образца, ухудшающий характеристики СИ, поэтому в дальнейшем использовались импульсы длительностью не более 45 мкс. Для более длинноволновых структур (длина волны более 20 мкм) основной проблемой получения СИ в длинноволновом диапазоне является «вытекание» моды в подложку GaAs, решением которой является увеличение толщины буфера CdTe. Однако в реальных структурах совокупная толщина эпитаксиальных слоев ограничена возможностями используемой ростовой технологии, поэтому были выполнены расчеты, направленные на оптимизацию волноводов исследуемых структур с учетом минимизации общей толщины структур (рис. 2).

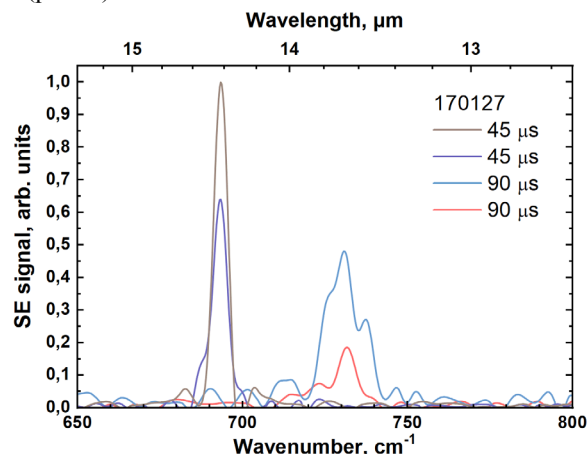


Рис. 1. Спектры СИ структуры 170127 при 10 К и мощности возбуждения 12 Вт. Разрешение спектрометра 4 см^{-1}

Увеличение толщины буфера CdTe до 15 мкм позволило значительно снизить модовые потери и получить СИ в условиях квазинепрерывного возбуждения (рис. 2) с шириной линии менее 0.5 мэВ при интенсивности возбуждения $0.8\text{--}3 \text{ Вт/см}^2$ за счет улучшения локализации TE₀ моды на длине волны 24 мкм.

В исследуемых структурах не удается создать резонатор скальванием граней структуры из-за вицинальной ориентации роста (013). На основе исследуемых структур методом ионного травления были сформированы полосковые резонаторы Фабри — Перо (рис. 3).

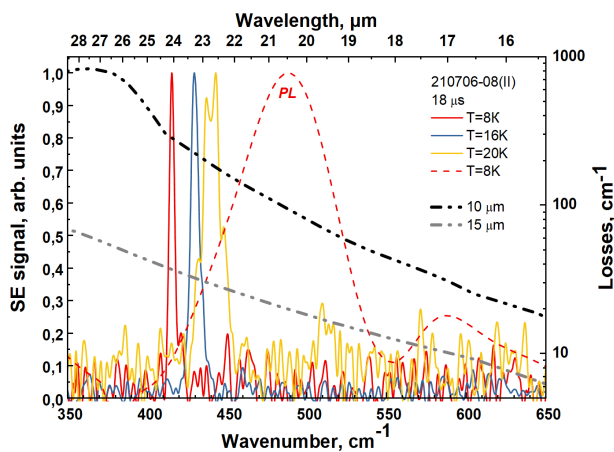


Рис. 2. Спектры СИ и фотолуминесценции (PL) структуры 210706-08 (II) (ось слева), зависимость модовых потерь (МП), деленных на фактор оптического ограничения, от длины волны для структур с различной толщиной буфера CdTe (10 и 15 мкм, ось справа)

Отметим, что генерацию удалось получить лишь в полосковых структурах с глубиной травления, не превышающей глубину залегания КЯ. В этом случае по периметру полоска не возникает дефектов травления, которые предположительно подавляют генерацию, однако добротность такого полоскового резонатора оказывается невелика. В условиях импульсного возбуждения полосковые резонаторы Фабри — Перо позволили уменьшить ширину линии СИ до 1 cm^{-1} , что позволяет рассчитывать на возможность реализации когерентных источников излучения на основе исследуемых структур при оптической накачке квантово-каскадных лазеров среднего ИК-диапазона.

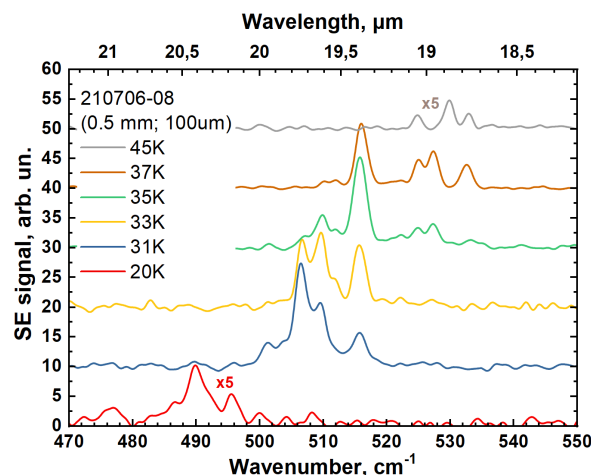


Рис. 3. Спектры СИ микрополоска длиной 0.5 мм и шириной 100 мкм, изготовленного на базе структуры 210706-08 при накачке импульсным CO_2 -лазером

Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-906). В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev *et al.* // ACS Photonics. V. 8, 3526–3535 (2021).
2. K. Feng, W. Streyer, Y. Zhong *et al.* // Opt. Express. V. 23, A1418-A1433 (2015).
3. M. Lamperti, R. Gotti, D. Gatti *et al.* // Communications Physics. V. 3, 175 (2020).

Исследование оптических свойств нового сложного оксида CsTeMoO₆

К. А. Мажукина*, Н. С. Волкова, А. П. Горшков**

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
*mazhukina.ksenia@yandex.ru, **gorshkovap@mail.ru

В поликристаллическом образце CsTeMoO₆ были исследованы спектры диффузного отражения и пропускания, а также закономерности фотохромного эффекта в широком диапазоне температур. Установлено, что CsTeMoO₆ является прямым полупроводником с шириной запрещенной зоны (E_g) – 3.1 эВ. Определены некоторые характеристики глубоких дефектов и уточнено положение уровня Ферми в запрещенной зоне.

Введение

В настоящее время растет интерес к использованию сложных оксидов, обладающих некоторыми преимуществами по сравнению с обычно используемыми бинарными соединениями TiO₂, WO₃, CdS и т. д., в качестве фотокатализаторов [1]. Несмотря на то что ширина запрещенной зоны таких соединений превышает 3 эВ, некоторые из этих оксидов обладают дополнительными уровнями энергии в запрещенной зоне, вызывающими поглощение в области видимого света, что может позволить расширить спектральный диапазон, в котором вещество проявляет фотокаталитическую активность.

Методика эксперимента

Оптические исследования в диапазоне 250–850 нм проводились на спектрофлуориметре Shimadzu RF-6000 в диапазоне 600–2500 нм, спектры пропускания были измерены с использованием монохроматора Acton SpectraPro-500. Для изучения фотохромного эффекта (ФЭ) применялся лазер с длиной волны 405 нм. При изучении кинетики ФЭ использовалась цифровая камера с частотой 30 кадров в секунду.

Результаты и обсуждение

Спектр диффузного отражения (R) и функция Кубелки — Мунка $FR = (1 - R^2)/2R$ представлены на рис. 1. В спектральном диапазоне 2.4–3.6 эВ, соответствующем резкому падению отражения (рис. 1, 2), CsTeMoO₆ имеет 2 участка, наличие которых характерно для непрямозонного полупроводника. Однако из такого предположения о непрямозонности должно следовать слишком большое значение энергии оптического фонона.

Таким образом, CsTeMoO₆ — прямозонный полупроводник с $E_g = 3.1$ эВ, а низкоэнергетическая полоса на 2.5 эВ связана с сильным примесным поглощением. Исследование спектра пропускания (рис. 3) через толстый слой (1 мм) вещества показывает, что образец остается непрозрачным до 1.5 эВ. Узкие полосы поглощения при энергии 0.68 и 0.86 эВ связаны с адсорбированной водой [2].

После облучения образца лазером наблюдался ФЭ (рис. 3, с). На спектральной зависимости пропускания видно падение при $h\nu > 0,6$ эВ (рис. 3, кривая 2), что совпадает с расстоянием между полосами поглощения на рис. 1. ФЭ обусловлен изменением зарядового состояния уровней, расположенных на

расстоянии 0,6 эВ от одной из зон. Из-за сложности создания электрических контактов на таких таблетках невозможно понять, вблизи какой зоны расположен данный примесный уровень. Для определенности будем считать, что он расположен на 0,6 эВ ниже дна зоны проводимости. Отсутствие на спектральной зависимости пропускания (рис. 3, кривая 1) полосы поглощения с границей 0.6 эВ указывает на то, что в равновесных условиях примесно-дефектные уровни не заполнены электронами и уровень Ферми расположен ниже. Затемнение образца оказалось обратимым и быстро исчезало при высоких температурах (рис. 4). Каждая

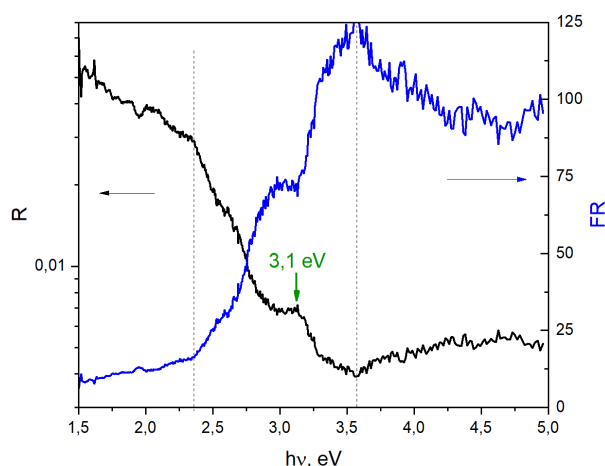


Рис. 1. Спектр диффузного отражения исследуемого образца (слева), функция Кубелки — Мунка (справа) в зависимости от энергии фотонов

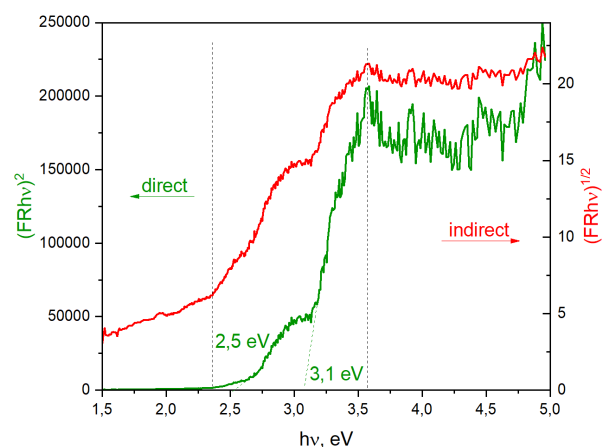


Рис. 2. Экстраполяция методом Тауца в случае для прямозонного полупроводника (слева), непрямозонного полупроводника (справа)

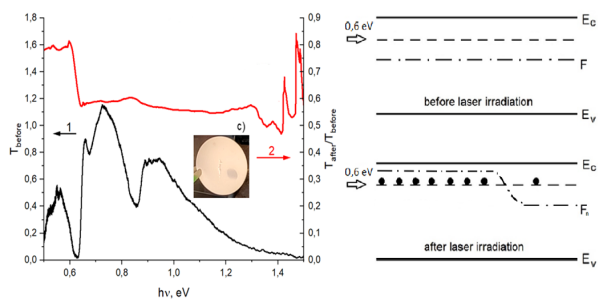


Рис. 3. Слева: 1 — спектр пропускания, измеренный до облучения вещества лазером с длиной волны 405 нм, 2 — относительное изменение пропускания образца после лазерного облучения. Справа — схема заполнения уровней дефектов до и после лазерного облучения образца с длиной волны 405 нм

кривая уменьшения потемнения образца от времени состоит из двух участков — быстрой и медленной релаксации. Температурная зависимость этих времен, построенная в координатах Аррениуса, показана на рис. 5. Существование двух процессов с одинаковыми энергиями активации, но с разными временами, можно объяснить наличием в образце областей с разными электрическими полями. Из-за особенностей создания порошкообразных образцов возникают

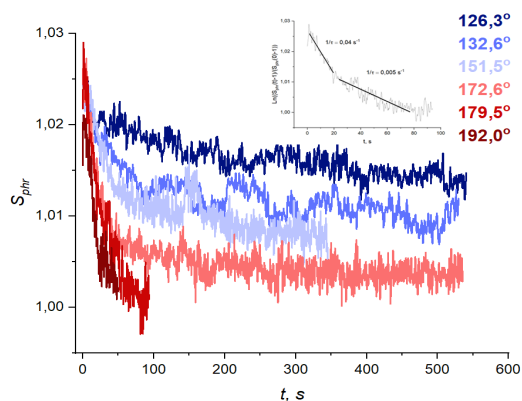


Рис. 4. Влияние температуры на кинетику осветления в видимом диапазоне после облучения лазером с длиной волны 405 нм в течение 10 мин. Вставка — процесс осветления при температуре 180 °С. $S_{phr}(0)$ — относительное уменьшение отражения сразу после выключения лазера

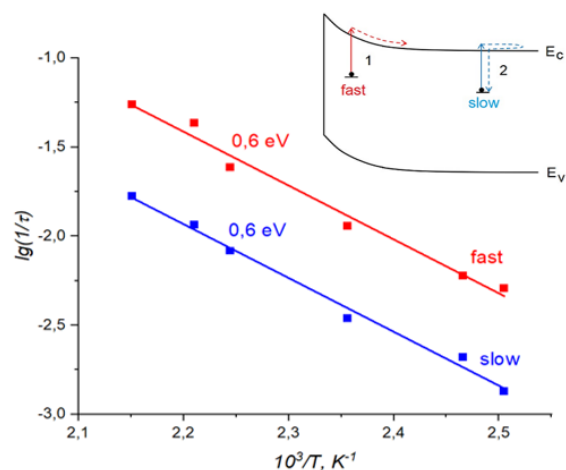


Рис. 5. Температурная зависимость быстрого и медленного времени релаксации. Вставка — схематическое изображение, объясняющее закономерности ФЭ

области с высокой плотностью поверхностных состояний. Это приводит к возникновению областей с различными напряженностями электрического поля. Если дефект, ответственный за ФЭ, попадает в область сильного электрического поля, то носители после термической ионизации увлекаются электрическим полем и быстро удаляются от дефектного центра, вероятность повторного захвата в этих условиях крайне мала (рис. 5, процесс 1). Поэтому в данной пространственной области процесс осветления происходит быстро. Вдали от поверхности электрическое поле равно нулю, поэтому существует высокая вероятность повторного захвата носителей (рис. 5, процесс 2) и поэтому в объеме материала процесс обесцвечивания происходит сравнительно медленно.

Литература

1. А. Р. Gorshkov, К. А. Mazhukina, N. S. Volkova, *et al.* // Journal of Solid State Chemistry, **310**, 123083, (2022).
2. Т. He, J. Yao // Photochem. Photobiol, **4**, 125, (2003).

Формирование квантовых точек GaN по механизму капельной эпитаксии на поверхности слоя g-SiN, выращенного на подложке Si(111)

Я. Е. Майдэбура^{1,*}, В. Г. Мансуров¹, Т. В. Малин¹, К. С. Журавлев¹, М. Немет², Б. Пех²

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

² Centre for Energy Research, Institute of Technical Physics and Materials Science, Konkoly-Thege ut 29-33, 1121 Budapest, Hungary

* maid@isp.nsc.ru

В данной работе экспериментально исследовано формирование методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии 3D нанокристаллов GaN по механизму капельной эпитаксии на поверхности ван-дер-ваальсовой структуры g-SiN, выращенной на подложке Si (111). В результате было обнаружено, что на поверхности g-SiN происходит формирование 3D разориентированных островков GaN с плотностью $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, с узкой одномодальной дисперсией размеров при малом времени нанесения капель Ga, и широкой бимодальной дисперсией размеров при большом времени нанесения.

Введение

Квантовые точки (КТ) GaN за счет яркого проявления квантово-размерных эффектов привлекают значительное внимание со стороны фундаментальной и прикладной наук. На основе КТ GaN было продемонстрировано создание светодиодов, однофотонных излучателей, солнечных элементов, одноэлектронных транзисторов и спиновых затворов.

Основными способами формирования КТ GaN являются рост по модифицированному и традиционному механизмам Странского — Крастанова (С-К) [1, 2], и рост по механизму капельной эпитаксии (КЭ) [3]. КЭ представляет способ для роста и контроля параметров КТ, которому не присущи недостатки роста КТ по механизму С-К, т. к. необходимость в формировании смачивающего слоя и рассогласовании растущего слоя и подложки отсутствует. Однако, не смотря на успешное формирование КТ GaN по механизму КЭ на различных подложках, до сих пор существует проблема отсутствия способа одновременного получения низкой плотности/высокой плотности с заданным размером КТ, а также низкой дисперсии размеров КТ GaN.

Возможным решением является формирование КТ GaN по механизму КЭ на поверхности графеноподобного слоя SiN (g-SiN). Тогда за счет низкой поверхностной энергии из-за ван-дер-ваальсового характера связи слоев g-SiN, возможным будет добиться точного контроля зарождения капель Ga, и, соответственно, КТ GaN.

Методика эксперимента

В данной работе на установке молекулярно-лучевой эпитаксии с аммиаком в качестве источника азота было исследовано формирование КТ GaN по механизму КЭ на поверхности слоя g-SiN/Si(111). На очищенной путем отжига при 1076 °C подложке Si (111) был сформирован g-SiN путем обработки подложки в потоке аммиака 10 sccm при температуре роста 962 °C длительностью 6 секунд. После чего при температуре ростовой поверхности 600 °C наносились металлические капли Ga в течение 7 и 60 секунд. Последующая нитридизация всех образцов длительностью 3 минуты производилась при температуре

ростовой поверхности 600 °C и потоке аммиака 250 sccm. КТ GaN и слой g-SiN были охарактеризованы методами высокоразрешающей просвечивающей микроскопии (ВРПЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

Результаты и обсуждение

В результате было обнаружено, что на поверхности слоя g-SiN происходит формирование разориентированных 3D-островков GaN, что подтверждается проявлением на картине дифракции рефлексов в виде комбинации концентрических полуколец, характерных для поликристаллитов, и пятен Брэгга, характерных для трансмиссионной дифракции от 3D-островков. Морфология слоя g-SiN соответствует высокоотеррасированной поверхности с частично открытой поверхностью подложки Si(111). Исходя из данных ВРПЭМ, можно заключить, что слой g-SiN отстоит от последнего монослоя подложки Si (111) на расстояние равное около 3.3 \AA , что указывает на слабое ван-дер-ваальсовое взаимодействие.

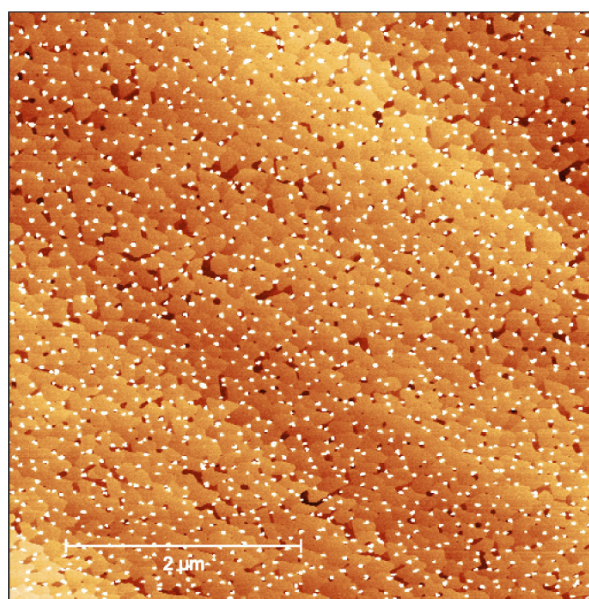


Рис. 1. АСМ изображение 3D островков GaN на поверхности слоя g-SiN/Si (111)

Островки, сформированные из капель со временем нанесения 7 секунд, обладают преимущественно треугольным, или гексагональным основанием. Похожее наблюдается при формировании КТ GaAs методом КЭ на поверхности подложки с ориентацией (111), что объясняется собственной симметрией поверхности подложки. Островки хаотично ориентированы, что объясняет появление концентрических колец на картине дифракции, и является относительно ожидаемым, учитывая В-д-В-характер связи слоя g-SiN. С увеличением времени нанесения капель до 60 секунд, при кристаллизации последних на АСМ изображении помимо островков с треугольным и гексагональным основанием, появляются островки с круглым основанием. Островки с круглым основанием могут указывать на неполную нитридизацию капель, и соответствовать каплям жидкого Ga. При варьировании времени нанесения капель Ga плотность ансамбля островков практически не изменяется и соответствует значению $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, тогда как размер и дисперсия размеров островков меняется значительно. 3D островки, сформированные при времени нанесения 7 секунд, обладают узкой одномодальной дисперсией размеров, со среднеквадратичным отклоне-

нием (standard deviation) около 5 ± 0.5 нм при среднем диаметре около 35 нм. В случае формирования КТ из капель, сформированных при времени нанесения 60 секунд, распределение латеральных размеров значительно уширяется и становится бимодальным. Аппроксимация экспериментальных данных выполнена Гауссовским распределением в одномодальном случае, и полиномиальным в бимодальном случае, с коэффициентом детерминации $R^2 > 0.99$ в обоих случаях. Из анализа ВРПЭМ изображений следует, что часть островков обладают кубической решеткой, а часть гексагональной, причем некоторые островки обладают смешанной гексагонально-кубической решеткой.

Литература

1. Y. E. Maidebura, V. G. Mansurov, T. V. Malin, K. S. Zhuravlev // *Appl. Surf. Sci. B*, **577**, 151802 (2022).
2. S. Tamariz, G. Callsen, N. Grandjean // *Appl. Phys. Lett. B*, **114.8**, 082101 (2019).
3. K. Kawasaki *et al.* // *Appl. Phys. Lett. B*, **79.14**, 2243–2245 (2001).

Моделирование транспорта электронов вдоль области 2DEG газа канала СВЧ полевого транзистора с учетом продольного распределения температуры

А. Д. Недошивина^{1,*}, И. В. Макарецв^{1,2,**}, С. В. Оболенский^{1,2}, Е. А. Тарасова¹, М. И. Конча³

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

² АО «НПП «Салют», ул. Ларина, 7, Нижний Новгород, 603107

³ 46 ЦНИИ МО РФ, Чукотский пр-д, 10, Москва, 12932.

* nedoshivina@rf.unn.ru, ** iIya0296@gmail.com

Усовершенствована модель для многопараметрического анализа короткоканальных транзисторов типа НЕМТ. Рассчитано распределение температуры вдоль канала НЕМТ-транзистора, выполненного на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs (НЕМТ) на подложке GaAs.

Введение

В настоящее время растет потребность в усилителях мощности, работающих в миллиметровом диапазоне частот. Выходная мощность таких усилителей зачастую требуется десятки или сотни ватт. В том числе, есть потребность в усилителях, работающих в непрерывном режиме. В таких модулях имеется проблема эффективного отвода тепла от канала транзистора. Из-за перегрева при продолжительном температурном воздействии происходит деградация барьера Шоттки, СВЧ-параметры транзисторов ухудшаются. Ставятся задачи определения температуры в канале транзистора, с целью определения надежности таких изделий.

Чаще всего мощные транзисторы являются многосекционными, т. е. их активная область, включая канал и электрод затвора, разбита на секции, соединенные параллельно друг с другом. В связи с тем что секции расположены близко, центральная часть транзистора нагревается до 150–200 °С, а его периферия на 10–30 °С холоднее [1, 2].

В работах [1, 2] приведены описания моделей и результаты аналитических и численных расчетов температуры кристаллов транзисторов. Из-за использования двумерного приближения и других упрощающих приближений погрешность расчета максимальной температуры транзистора данными методами может достигать 60% [2].

Целью работы является усовершенствование комплекса аналитической и трехмерной численной модели НЕМТ-транзисторов, а также разработка аналитической модели для расчета температуры в канале транзистора, преимуществом которой является выигрыш во времени расчетов на порядки по сравнению с технологиями автоматизированного проектирования.

Объект исследования

В работе исследуется транзистор, изготовленный на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs (НЕМТ) на подложке GaAs. Длина затвора исследуемого транзистора 70 нм, ширина затвора 120 мкм (4 пальца по 30 мкм каждый). Толщина подложки составляет 80 мкм, расстояние сток — исток 2,5 мкм. Внешний вид транзистора показан на рис. 1.

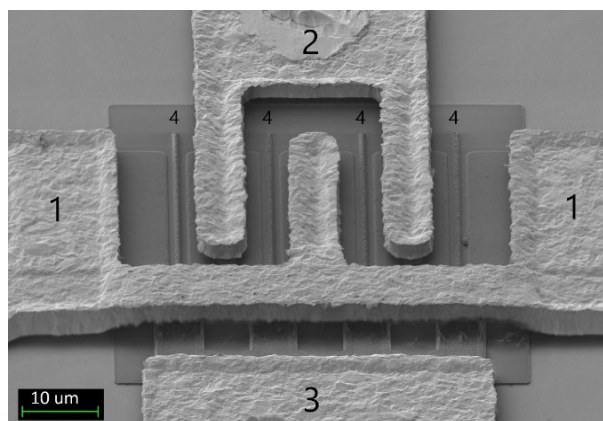


Рис. 1. Внешний вид транзистора с шириной затвора 120 мкм (4 пальца по 30 мкм). 1 — исток, 2 — сток, 3 — затворная шина, 4 — затворная секция

Модель распределения температуры в канале

Ранее авторами в статье [3] была представлена аналитическая модель для расчета тепловых и электрофизических параметров НЕМТ, основанная на достаточно простых формулах [3], которая позволяет оптимизировать процесс расчёта электрофизических параметров транзисторов. Предложенный подход позволяет проводить многопараметрическую оптимизацию параметров НЕМТ за 1 сутки, с помощью данной модели расчёт параметров транзистора и его полупроводниковой структуры может быть проведен в автоматическом режиме в течение 1–2 суток для 5–6 параметров. На первом этапе работы проводился анализ дрейфовой скорости носителей заряда, продольной скорости, электрического поля и средней энергии электронов короткоканального полевого транзистора с барьером Шоттки (ПТШ) и проводилось сравнение результатов расчетов, произведенных с помощью аналитической модели с данными, предложенными в литературе [1, 4]. На втором этапе полученные данные и параметры структуры транзисторов использовались как входные для проведения численного моделирования. Были рассчитаны сток-затворные ВАХ и крутизна исследуемых транзисторов [3].

Однако данная модель не учитывала распределение температуры в канале транзистора, которая является показателем надежности изделий. Благодаря усовершенствованию модели для многопараметрического анализа параметров короткоканальных транзисторов типа НЕМТ, впервые было рассчитано распределение температуры в канале НЕМТ-транзистора. Также с помощью предложенной модели производится расчёт максимальной температуры. При определении максимальной температуры нагрева кристалла требуется учитывать изменение таких параметров, как толщина подложки, размеры секции транзистора, расстояние между ними, мощность, рассеиваемая активной частью транзистора, теплопроводность материала. Численные решения занимают большое количество времени, поэтому при проведении компьютерной многопараметрической оптимизации конструкции транзистора допустимо использовать аналитическую модель [2]. Распределение температуры в канале транзистора производилось с помощью решения уравнения теплопроводности [2, 4].

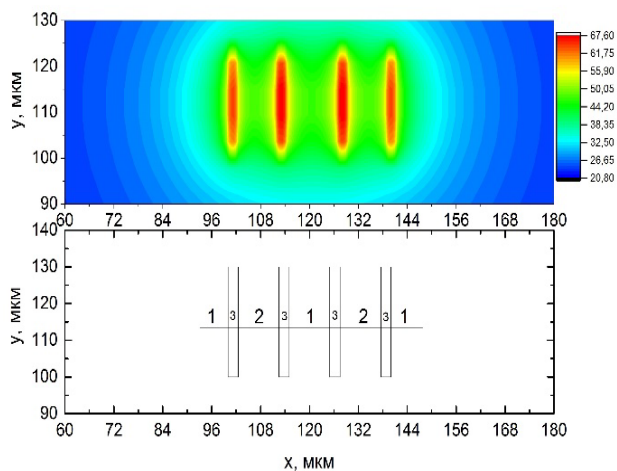


Рис. 2. Зависимость температуры канала от координаты. 1 — области истока, 2 — области стока, 3 — область стока-исток с затвором посередине

В работе проводится сравнение аналитического расчёта статических и СВЧ-характеристик транзистора с измеренными данными и данными, полученными благодаря моделированию. Точность аналитического расчёта достигает 90%.

С помощью разработанной модели было рассчитано распределение температуры в канале исследуемого транзистора (рис. 2). Видно, что максимальная температура транзистора достигает 70 °C при подводимой мощности 0,25 Вт (рабочая точка транзистора при работе в МИС 5В, 50 мА).

Расчёты могут быть использованы для оптимизации конструкции оснастки транзистора с целью эффективного отвода тепла от канала транзистора и повышения надежности модулей.

Выводы

Благодаря разработанной аналитической модели было рассчитано распределение температуры в канале транзистора на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs (HEMT) на подложке GaAs. Построены зависимости максимальной температуры в канале транзистора T_{\max} от ширины подложки L_z и мощности P .

Литература

1. М. Шур. Современные приборы на основе арсенида галлия; пер. с англ. М. : Мир, 1991. 632 с.
2. Е. А. Тарасова, С. В. Оболенский. Моделирование тепловых полей в мощных InAlAs/InGaAs полевых транзисторах 0.1...0.3 ТГц диапазона частот // Вестник ННГУ, 2011, № 5.
3. А. Д. Недошивина, И. В. Макарецев, С. В. Оболенский. Модель для многопараметрического анализа параметров короткоканальных транзисторов типа НЕМТ // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, вып. 7. С. 618.
4. Ю. Пожела. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс : Москлас, 1989. 264 с.

Кинетика неравновесных процессов в инжекционном лазере с циркулярно поляризованным излучением на основе $AlAs/(Al,Ga)As/GaAs$ микрорезонатора в широком температурном интервале

А. А. Максимов*, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна РАН, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, 142432

* maksimov@issp.ac.ru

Выполнены экспериментальные исследования в широком температурном диапазоне стимулированного лазерного излучения с высокой степенью циркулярной поляризации в хиральных полупроводниковых микрорезонаторах. Подробно изучена кинетика перестройки спектров излучения инжекционных лазерных наноструктур за время действия прямоугоньного электрического импульса возбуждения. Построена температурная зависимость длин свободного пробега тепловых фононов в диапазоне от 1.8 до 220 К.

Введение

Создание компактных устройств, с помощью которых можно управлять состоянием поляризации излучаемого света, является одной из центральных задач нанофотоники. В последние годы в целом ряде работ [1–5] было продемонстрировано, что создание компактных устройств циркулярно поляризованного излучения может быть осуществлено при использовании наноструктур на основе обычных ахиральных $A^{III}B^V$ полупроводников. Отличительной особенностью данных наноструктур является наличие в их верхнем слое сформированного с помощью современных полупроводниковых технологий фотонного кристалла с квадратной решеткой, обладающей хиральной симметрией.

Важным шагом в этих исследованиях была реализация инжекционных полупроводниковых лазеров с высокой степенью циркулярной поляризации излучения [3, 4], знак которой определяется при изготовлении [4], и работающих вплоть до температур ~ 140 К [5].

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям кинетики стимулированного излучения инжекционных хиральных полупроводниковых лазерных структур в широком температурном диапазоне при их возбуждении электрическими импульсами различной длительности.

Методика экспериментов

Изучались полупроводниковые вертикально излучающие инжекционные лазеры с электрической накачкой на основе λ -микрорезонатора $Al_{0.40}Ga_{0.60}As$ с четырьмя $GaAs$ квантовыми ямами в активной области. Брэгговские зеркала состояли из n - и p -допированных пар слоев $AlAs/Al_{0.20}Ga_{0.80}As$. Отдельная лазерная структура представляла собой микростолбик размером 60×60 мкм, на верхнем зеркале которого был сформирован фотонный кристалл с хиральной симметрией. Подробные структурные характеристики исследованных лазеров подробно описаны в работах [3–5].

Для возбуждения излучения отдельной лазерной наноструктуры использовался автоматизированный генератор электрических прямоугоньных импульсов с длительностью от 10 нс до нескольких миллисекунд и

амплитудой до 18 В [6]. В единичном цикле измерений с помощью охлаждаемого ССD-детектора постепенно изменялись длительность возбуждающих электрических импульсов и число регистрируемых импульсов. Спектры излучения, нормированные на число импульсов и измеренные при различных близких по длительности возбуждающих импульсах, вычитались друг из друга. Данная автоматизированная процедура вычитания спектров эквивалентна измерениям с временным разрешением в различные моменты времени после начала действия возбуждающего излучения длинного электрического импульса. Временное разрешение в таких экспериментах составляло величину ~ 10 нс.

Результаты и обсуждение

Было обнаружено, что спектральная позиция полосы излучения лазера E_{rad} в зависимости от времени после начала возбуждающего электрического импульса при различных температурах испытывает постепенный сдвиг в красную область. Значения спектрального сдвига полосы ΔE_{rad} увеличиваются с ростом тока J , текущего через образец, и достигает к моменту ~ 1 мкс после начала импульса при максимальном импульсном токе значений от ~ 0.5 мЭВ до ~ 1.3 мЭВ при изменении температуры от 1.8 К до 220 К.

Наблюдаемый спектральный красный сдвиг во времени естественно связать с неравновесными процессами в электронной и фононной подсистемах в активной области лазерной структуры. Для определения времен релаксации этих неравновесных процессов τ были измерены разностные спектры, полученные при возбуждении мощным электрическим импульсом длительности 1 мкс и таким же импульсом с задержанным на разные времена относительно окончания основного импульса тестирующим, более коротким ($\sim 10 - 20$ нс) импульсом. Тестирующий импульс сам по себе не вызывал изменений в спектре стимулированного излучения лазерной структуры за время своего действия и, таким образом, разностные спектры позволяли измерить зависимость времен релаксации неравновесных фононов τ в активной области лазерной структуры. Времена релаксации увеличивались при увеличении температуры в исследо-

ванном интервале от 0.2 до 2.2 мкс. Можно показать [6], что полученных экспериментальных данных достаточно для построения зависимости длины свободного пробега тепловых фононов l_{ph} от температуры (кружочки на рис. 1).

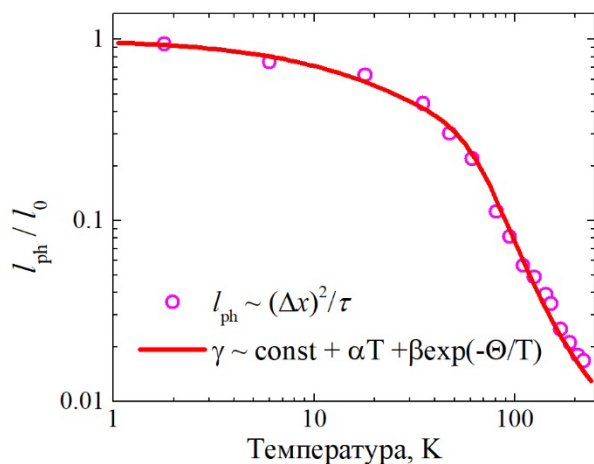


Рис. 1. Зависимость длины свободного пробега фононов l_{ph} (кружочки) от температуры, сплошная кривая — расчет по формуле (см. текст)

Для описания экспериментально полученной зависимости $l_{ph}(T)$ может быть предложена следующая формула: $l_{ph} = l_0/[1 + \alpha T + \beta \exp(-\Theta/T)]$. Расчет по этой формуле представлен на рис. 1 в виде сплошной кривой. Видно, что эта формула позволяет описать экспериментальные результаты с хорошей точностью. При низких температурах основной вклад

в вероятность рассеяния неравновесных фононов вносит постоянный член, который приводит к длине свободного пробега порядка l_0 , которая определяется толщиной слоев, составляющих брэгговские зеркала микрорезонатора. Действительно, величина $l_0 \sim 60$ нм позволяет получить разумную оценку величины сдвига ΔE_{rad} , получаемую в эксперименте при низких температурах [6]. При высоких температурах основной вклад в вероятность рассеяния фононов γ дает экспоненциальный член, отвечающий за процессы переброса (Θ — температура Дебая). Член, пропорциональный температуре, в вероятности рассеяния может быть связан либо с упругими полями, возникающими на многочисленных интерфейсах лазерной структуры, либо с рассеянием фононов на свободных носителях, концентрация которых достаточно высока в режиме развитой лазерной генерации.

Литература

1. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov *et al.* // *Phys. Rev. B*, **89**, 045316 (2014).
2. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius *et al.* // *Phys. Rev. B*, **92**, 205309 (2015).
3. А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский // *Изв. РАН. Сер. физ.*, **85**, 242–244 (2021).
4. A. Maksimov, E. V. Filatov I. I. Tartakovskii *et al.* // *Phys. Rev. Appl.*, **17**, L021001 (2022).
5. А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский // *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 500–505 (2022).
6. А. А. Максимов, Е. В. Филатов, И. И. Тартаковский // *Изв. РАН. Сер. физ.*, **87**, 174–180 (2023).

Самосборка мономолекулярных слоёв фуллеренов C₆₀ на системе Ti/NiSi₂/Si(111)

В. В. Мараров^{1,*}, Т. В. Утас¹, Л. В. Бондаренко¹, А. Ю. Тупчая¹, Ю. Е. Вековшинин^{1,2}, Д. В. Грузнев¹, А. Н. Михалюк^{1,2}, А. В. Зотов¹, А. А. Саранин^{1,**}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041

² Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922

* vsevolod@iacp.dvo.ru, ** saranin@iacp.dvo.ru

Экспериментально исследован процесс самосборки молекулярных слоёв фуллеренов C₆₀ на системе Ti/NiSi₂/Si(111) при различной плотности атомного слоя Ti. Установлено, что фуллерены формируют гексагональные плотноупакованные массивы. Внутри слоя молекулы, взаимодействуя с атомами Ti, имеют три уровня яркости, различимые на СТМ-изображениях — «яркий» уровень, «нормальный» и «тёмный». Определено, что яркость молекул зависит от количества атомов Ti под ними. Порционно осаждая дополнительный Ti, можно менять относительное количество «тёмных», «нормальных» и «ярких» фуллеренов, например, для создания гомогенных слоёв C₆₀ из молекул одного типа.

Введение

Самосборка упорядоченных слоёв C₆₀ на кристаллических поверхностях вызывает интерес из-за их необычной структуры, свойств и перспектив применения. В качестве примеров можно привести рост 2D-квазикристаллов фуллеренов на подложке Pt₃Ti(111) с двумя слоями Pt [1], сборку магических кластеров C₆₀-Au при одновременном осаждении Au и фуллеренов на поверхность Au(111) [2] и т. д. Открытие графена вызвало рост интереса к 2D-материалам с толщиной в один атом. Среди других актуальных тем эти материалы рассматриваются как кандидаты для синтеза супрамолекулярных систем, в том числе содержащих фуллерены C₆₀ [3, 4]. Это также послужило мотивацией для изучения в настоящей работе самосборки C₆₀ на атомном «пироге» Ti/NiSi₂/Si(111) [5]. Верхний слой представлен в нём монослоем Ti, который может быть преобразован в таллен [6]. Эта работа связана с нашими исследованиями в системе C₆₀/Ti/Si(111), где были обнаружены «триллиумы» [7]. Хотя монослои Ti на чистой поверхности Si(111) и поверх однослойного NiSi₂ на Si(111) выглядят очень похожими, их структурные свойства не идентичны. В системе Ti/Si(111) уменьшение покрытия Ti < 1.0 МС приводит к появлению других реконструкций [8], а в системе Ti/NiSi₂/Si(111) покрытие Ti может уменьшаться до ~0.6 МС без изменения структуры поверхности. При управлении покрытием Ti было исследовано влияние атомной плотности Ti на структуру слоёв C₆₀.

Методика эксперимента

Эксперименты проводились в вакуумной камере Omicron MULTIPROBE в условия сверхвысокого вакуума (~2.0·10⁻¹⁰ Торр). Атомарно чистая поверхность Si(111) 7×7 была приготовлена *in situ* путём отжига образцов при температуре 1280 °С после предварительной дегазации. Фуллерены C₆₀ и Ti осаждались из танталовых тиглей, Ni из электронно-лучевого испарителя. Расчёты методом ТФП проводились с использованием кода VASP.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены СТМ-изображения, демонстрирующие этапы роста слоя C₆₀ на поверхности

Ti/NiSi₂/Si(111) с различным количеством Ti. Видно, что массивы C₆₀ содержат «дырки», расположенные в форме решётки √3×√3 внутри слоя фуллерита.

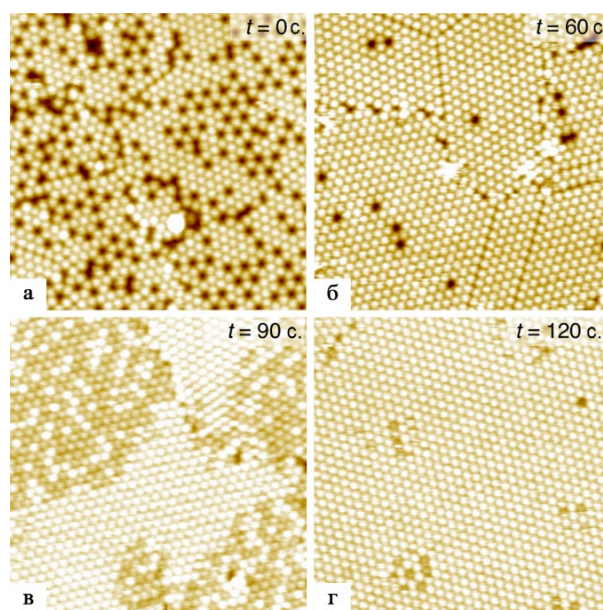


Рис. 1. Набор СТМ-изображений 30×30 нм, показывающих изменение поверхности образца после каждого этапа допыления Ti со скоростью 0.14 МС/мин. на монослой C₆₀, выращенный на поверхности Ti/NiSi₂/Si(111) с 0.73 МС Ti

Новая структура внешне напоминает «триллиумы» из системы C₆₀/Pb/Si(111) [7], однако в настоящем случае «дырками» являются фуллерены, расположенные ниже своих соседей, а не реальные вакансии. Из-за визуального контраста мы назвали такие молекулы «тёмными», а соседние — «нормальными». Осаждение Ti при КТ на эту поверхность приводило к постепенному уменьшению плотности «тёмных» фуллеренов, после осаждения в течение 1 мин. «тёмные» молекулы полностью исчезли, массивы стали состоять только из «нормальных» фуллеренов (рис. 1, б). При дальнейшем осаждении Ti начинают появляться «яркие» фуллерены (рис. 1, в), их количество увеличивается пропорционально дозе Ti, в результате все области состоят только из таких молекул (рис. 1, г). Проведение калибровочных экспериментов для перевода времени осаждения Ti в покрытие дало понимание происхождения фуллеренов

трёх типов. Разница в яркости молекул связана с количеством атомов Tl под ними. При использовании расчётов ТФП были изучены структурные модели C₆₀ на Tl/NiSi₂/Si(111) с разными местами адсорбции и ориентацией фуллеренов и с разным числом атомов Tl под ними. Было обнаружено, что C₆₀ предпочтительно занимают положения T₄ и ориентированы шестиугольником вверх. Что касается количества атомов Tl, то единственная модель, соответствующая экспериментальным данным, показана на рис. 2.

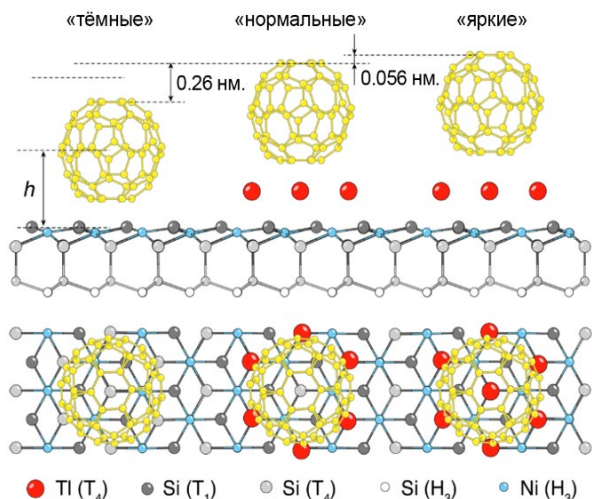


Рис. 2. Структурные модели «тёмных», «нормальных» и «ярких» фуллеренов на поверхности Tl/Si(111)

В результате был сделан вывод, что под «тёмными» фуллеренами полностью отсутствуют атомы Tl, под «нормальными» отсутствует один атом Tl, а под «яркими» фуллеренами все 7 атомов находятся на своих местах. Используя информацию о количестве атомов Tl под молекулами, по СТМ-изображениям мы провели оценку покрытия Tl на каждой стадии его осаждения. Полученные результаты совпали

с данными калибровки и подтвердили точность расчётных моделей. Таким образом, можно сделать вывод, что, варьируя количество осаждаемого Tl, можно управлять типовым составом плёнки фуллерита, к примеру, добиться перевода всех «нормальных» фуллеренов в «яркие». При учете металлических свойств однослойного NiSi₂ [5] исследование системы C₆₀/Tl/NiSi₂/Si(111) представляет определённый интерес для изучения особенностей электронного транспорта. Возможность выращивания толстых плёнок C₆₀ в качестве защитных покрывающих слоёв для изоляции атомного «пирога» [9] позволяет проводить измерения переноса *ex situ*, что интересно и для фундаментальных исследований, и для развития электронных приложений.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-12-00101, <https://rscf.ru/project/19-12-00101/>.

Литература

1. M. Paßens, S. Karthäuser // *Acta Crystallogr.*, **75**, 41–49 (2019).
2. Y. C. Xie, L. Tang, Q. Guo // *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 186101 (2013).
3. M. Švec *et al.* // *Phys. Rev. B*, **86**, 121407 (2012).
4. A. Kumar, K. Banerjee, P. Liljeroth // *Nanotechnology*, **28**, 082001 (2017).
5. L. V. Bondarenko *et al.* // *2D Mater.*, **7**, 025009 (2020).
6. D. V. Gruznev *et al.* // *2D Mater.*, **7**, 045026 (2020).
7. A. V. Zotov *et al.* // *J. Chem. Phys.*, **149**, 034702 (2018).
8. V. G. Kotlyar *et al.* // *Surf. Sci.*, **543**, L663 (2003).
9. D. A. Olyanich *et al.* // *App. Surf. Sci.*, **501**, 144253 (2020).

Многочастотная лазерная генерация в микролазерах с $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ квантовыми точками

И. С. Махов^{1,*}, К. А. Иванов¹, А. А. Караборчев¹, Ю. М. Шерняков², М. В. Максимов^{1,3}, Н. В. Крыжановская¹, А. Е. Жуков¹

¹ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Кантемировская, 3, Санкт-Петербург, 194100

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет им. Ж. И. Алфёрова РАН, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021

* imahov@hse.ru

Экспериментально исследовано явление двухуровневой лазерной генерации в микролазерах с дисковыми резонаторами различного диаметра с активной областью на основе $\text{InAs}/\text{InGaAs}$ квантовых точек. Двухуровневая лазерная генерация с участием основного и первого возбужденного оптических переходов наблюдается в микродисках с диаметром резонатора 20...28 мкм, тогда как двухуровневая генерация на первом и втором возбужденных оптических переходах наблюдается в микродисках диаметром 9 мкм. В работе изучены зависимости пороговых токов двухуровневой генерации от диаметра микрорезонаторов. Выполнена оценка насыщенного усиления на основном переходе квантовых точек и полных оптических потерь в микродисковых лазерах на основе сравнения характеристик двухуровневой генерации с полосковыми лазерами, изготовленными из той же эпитаксиальной пластины.

Введение

В последние десятилетия не угасает интерес к исследованиям микролазеров с дисковыми и кольцевыми резонаторами, поддерживающими распространение высокооборотных мод шепчущей галереи, на основе III–V соединений. Это связано с тем, что такие устройства могут быть использованы, в частности, в фотонных интегральных схемах. Использование в качестве активной области таких микролазеров квантовых точек (КТ) позволяет достичь низких величин пороговых токов, высоких частот прямой модуляции, а также стабильной работы при повышенных температурах [1]. Кроме того, в силу малых размеров таких микролазеров, сравнимых с длиной волны света, в них значительно проще может быть реализован одномодовый режим генерации.

Настоящая работа направлена на исследование особенностей реализации двухуровневой лазерной генерации в таких микродисковых лазерах с $\text{InAs}/\text{InGaAs}$ КТ, которая заключается в одновременном протекании лазерной генерации при различных оптических переходах в КТ, например, с участием основного и возбужденных состояний, что связано с насыщением усиления для оптических переходов в КТ [2]. При этом наблюдаемые линии стимулированного излучения, соответствующие лазерной генерации через различные состояния КТ, существенно разнесены друг от друга по длине волны (~100 нм). Наиболее подробные исследования двухуровневой генерации выполнены для лазеров полосковой конструкции, в то время как для микролазеров таких исследований практически не выполнялось [3]. В то же время само явление двухуровневой генерации может найти свое применение для повышения пропускной способности оптоэлектронных систем с использованием микролазеров в фотонных интегральных схемах.

Образцы и методика эксперимента

Лазерная гетероструктура была выращена методом МПЭ на подложке n^+ -GaAs и содержала 10 рядов КТ $\text{InAs}/\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$. Слои с квантовыми точ-

ками были заключены между широкозонными эмиттерными слоями $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ n - и p -типа легирования толщиной 2.5 и 2.2 мкм соответственно. Микродисковые резонаторы диаметрами 28, 24, 20, 9 мкм были сформированы из лазерной гетероструктуры посредством фотолитографии и плазмохимического травления. С помощью металлизации $\text{AgMn}/\text{Ni}/\text{Au}$ и $\text{AuGe}/\text{Ni}/\text{Au}$ формировались контакты к p - и n -областям лазеров.

При измерениях питание микролазеров осуществлялось в импульсном режиме (300 нс, 4 кГц), чтобы избежать их нагрева. Сбор излучения от микролазеров осуществлялся микрообъективом Mitutoyo MPlan x50. Измерение спектров люминесценции производилось с помощью монохроматора Andor Shamrock 500i с охлаждаемым InGaAs -фотодетектором.

Результаты и их обсуждение

В спектрах спонтанной электролюминесценции гетероструктуры проявляется широкая полоса излучения в диапазоне энергий кванта 1–1.3 мкм, которая связана с излучательной рекомбинацией электронов и дырок через основное (GS), первое, второе и третье возбужденные (ES1, ES2 и ES3) состояния квантовых точек, а также через состояния $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ квантовой ямы.

В микродисковых лазерах диаметром 20...28 мкм лазерная генерация возникает на GS-переходе КТ, а при относительно высоком уровне накачки возникает дополнительная линия генерации на ES1-переходе КТ. При этом после возникновения ES1-генерации интенсивность излучения на GS-переходе начинает спадать с ростом тока инжекции, что связывается с конкуренцией электронов из GS- и ES1-состояний за «общие» дырки и различием во временах захвата электронов и дырок в КТ [4]. В микродисках диаметром 9 мкм наблюдается схожая картина, однако в силу больших потерь, превосходящих насыщенное усиление на GS-переходе КТ, генерация сначала возникает на ES1-переходе, а при более высоких уровнях накачки на переходе ES2.

Полученные зависимости пороговых плотностей тока для возникновения лазерной генерации на GS- и ES-переходах КТ от диаметра микролазеров показаны на рис. 1. С уменьшением диаметра резонатора происходит рост порогового тока первой генерации, что главным образом связано с ростом внешних потерь. Порог для второй лазерной генерации, возникающей на ES1-переходе в микродисках диаметром 20... 28 мкм, при уменьшении диаметра резонатора спадает, что связывается с большей заселенностью возбужденных состояний КТ с ростом потерь за порогом генерации. При этом можно выделить критический диаметр микродиска $D_{\text{крит}}$, равный ~ 14 мкм, отражающий граничный размер резонатора, в котором может наблюдаться генерация на GS-переходе КТ при комнатной температуре.

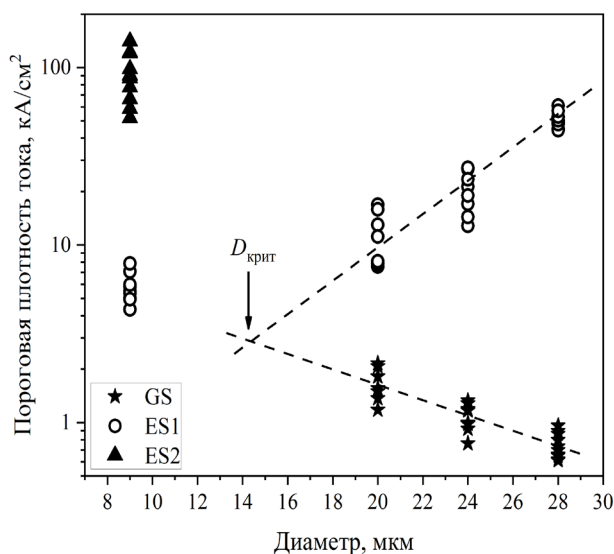


Рис. 1. Зависимости пороговой плотности тока для возникновения лазерной генерации на основном (звездочки), первом (кружки) и втором (треугольники) возбужденном переходе квантовых точек от диаметра микродисков

Аналогом изменения диаметра микродискового резонатора может выступать изменение длины резонатора в полосковых лазерах, для которых внутренние и внешние потери могут быть достаточно точно определены, в отличие от микродисковых лазеров. Поэтому из эпитаксиальной пластины были созданы полосковые лазеры с различной длиной резонатора.

На основе измерений дифференциальной квантовой эффективности в полосках различной длины определен уровень внутренних потерь гетероструктуры, который составил около 3.1 см^{-1} . При исследовании пороговых и выходных характеристик полосковых лазеров с различной длиной резонатора мы определили предельную длину полоска $L_{\text{крит}}$, для которой может наблюдаться генерация на GS-переходе КТ, которая составила величину около 400 мкм , что дает величину полных потерь в резонаторе около 33 см^{-1} , которая также соответствует насыщенному усилению на GS-переходе КТ структуры. На основе анализа пороговых характеристик полосковых и микродисковых лазеров определено, что внешние потери в микродисковых лазерах зависят от диаметра $\sim 421 D^{-1} \text{ см}^{-1} \cdot \text{мкм}$.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-72-00028 (<https://rscf.ru/project/22-72-00028>).

Литература

1. А. Е. Zhukov, N. V. Kryzhanovskaya, E. I. Moiseev, M. V. Maximov // *Light Sci. Appl.*, **10**, 80 (2021).
2. A. Marcus, J. X. Chen, C. Paranthoën, A. Fiore // *Appl. Phys. Lett.*, **82** (12), 1818 (2003).
3. И. С. Махов, А. А. Бекман, М. М. Кулагина и др. // *Письма в ЖТФ*, **48**(12), 40–43 (2022).
4. В. В. Корнев, А. В. Савельев, А. Е. Жуков и др. // *ФТП*, **47**(10), 1406–1413 (2013).

Влияние аспектного соотношения на спектр плазмонов в графеновом прямоугольнике

К. В. Машинский^{1,*}, Д. В. Фатеев^{1,2}, В. В. Попов¹

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

² Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

* konstantin-m92@yandex.ru

Теоретически исследуется зависимость терагерцовых спектров сечения поглощения плазмонных резонансов графенового прямоугольника от соотношения сторон прямоугольника с применением самосогласованного электродинамического подхода. Показано, что электродинамические эффекты приводят к существенному сдвигу частот плазмонных резонансов по сравнению с электростатической моделью идеального отражения плазмонов от ребер прямоугольника.

Введение

В последнее время представляет большой интерес создание терагерцовых (ТГц) устройств на двумерных плазмонах вследствие сильной локализации их электрического поля и нелинейных свойств плазмонов [1]. Двумерный электронный газ в графене [2] характеризуется высокой подвижностью и линейным энергетическим спектром носителей заряда. В ТГц-диапазоне в графене могут развиваться различные плазмонные неустойчивости [3]. В большинстве случаев теоретические исследования ТГц плазмонных эффектов проводятся в двумерной постановке задачи в предположении, что процесс является однородным в направлении, перпендикулярном направлению распространения плазмона [4]. Такой подход значительно упрощает решение дисперсионных задач и задач на возбуждение плазмона внешней электромагнитной волной. Двумерная постановка задачи обоснована, когда латеральный размер структуры в направлении, поперечном направлению распространения плазмона, на порядок величины и более превосходит длину волны ТГц-плазмона. Коммерческие программные комплексы, основанные на методе конечных элементов, позволяют моделировать плазмонные трехмерные структуры, однако часто решения значительно зависят от размеров расчетной области, что вызвано взаимодействием индуцированных полей с границами расчетной области. Для графеновых структур с высокой подвижностью носителей заряда основным методом получения графена является отшелушивание его от кристалла пирографита. Получаемые чешуйки высококачественного однослойного графена имеют размеры, не превышающие десятка микрон [5]. Очевидно, что двумерные модели для описания плазменных колебаний в структуре на основе такой чешуйки не применимы.

В данной работе используется метод расчета резонансных плазмонных свойств трехмерной графеновой структуры, являющийся развитием двумерного метода интегрального уравнения [4].

Теоретическая модель

В работе рассмотрено возбуждение плазмонов в графеновом прямоугольнике со сторонами w (в направлении OX) и l (в направлении OY). Линейно поляризованная под углом 45 градусов к оси OX ТГц электромагнитная волна нормально падает на плоскость XU , содержащую графеновый прямоугольник.

Плоскость XU разделяет два полупространства с диэлектрическими проницаемостями 1 и 12,6.

Результаты и их обсуждение

Исследована зависимость спектров сечения поглощения плазмонных резонансов от длины графенового прямоугольника l в пределах от 1 мкм до 65 мкм при ширине прямоугольника $w = 1$ мкм (рис. 1, *a*). Падающая волна возбуждает плазмонные моды с квантованием волнового вектора по двум направлениям (вдоль разных сторон прямоугольника). Рисунок 1, *a* демонстрирует, что в структуре возбуждаются резонансы двух типов: резонансы, частоты которых не зависят от длины прямоугольника l , и резонансы, частоты которых зависят от l как $\sim 1/l^\alpha$, где $\alpha > 1$.

Далее, в электростатическом приближении (в модели идеального отражения плазмонов от ребер пря-

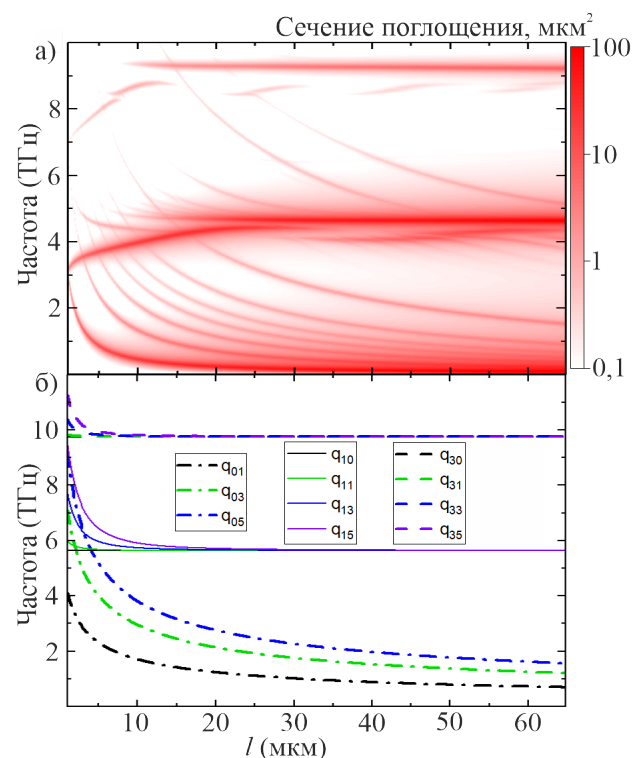


Рис. 1. Зависимость сечения поглощения от частоты падающей волны и длины графенового прямоугольника, вычисленная с использованием электродинамического подхода (*a*). Дисперсия различных мод плазмонов, вычисленная с использованием электростатического подхода (*b*)

моугольника) рассмотрена дисперсия плазмонов с квантованием волнового вектора по направлениям OX (первый индекс волнового числа q) и OY (второй индекс волнового числа q) [6, 7] (рис. 1, б). Дисперсия двумерных плазмонов в графене описывается выражением

$$\omega = \frac{e}{2\pi\hbar} \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}} q,$$

где $q = \sqrt{\frac{(2p_x - 1)^2}{w^2} + \frac{(2p_y - 1)^2}{l^2}}$, ω — частота падающей на графеновый прямоугольник волны, e — заряд электрона, ε_F — энергия Ферми носителей заряда в графене, ε_0 — электрическая постоянная, ε_1 и ε_2 — диэлектрические проницаемости двух полупространств, p_x и p_y — целые числа — индексы квантования плазмонных мод соответственно в направлениях OX и OY . Сравнение спектров сечения поглощения плазмонов, полученных в электродинамической модели, с дисперсией плазмонов, полученной в электростатической модели, показывает существенное различие частот плазмонов в этих моделях. Указанное различие частот плазмонов, волновой вектор которых направлен вдоль короткой стороны прямоугольника w , связан с выходом возвращающих электрических полей плазмонов за границы графенового прямоугольника, что приводит к увеличению эффективной длины резонатора для плазмона по сравнению с геометрическим размером графена w . Эффективные волновые числа плазмонов согласно электродинамической модели уменьшаются по сравнению с электростатическим подходом для фундаментальных плазмонных резонансов с индексами (1,0) (1,1), (1,3) и (1,5) в 1,21 раза, а для резонансов с индексами (3,0) (3,1), (3,3) и (3,5) — в 1,06 раза. Уменьшение подгоночного коэффициента с ростом номера плазмонного резонанса

связано с уменьшением длины волны плазмона. В структурах с аспектным соотношением $w/l < 1/20$ влияние краевых эффектов становится преобладающим и приводит к понижению частот плазмонных резонансов (рис. 1, а).

Для плазмонных мод, волновой вектор которых направлен вдоль длинной стороны l (плазмонные резонансы с индексами (0,1), (0,3) и (0,5)), ширина структуры w становится гораздо меньше длины волны плазмона, что приводит к сильному влиянию краевых эффектов. Такие плазмоны фактически являются одномерными плазмонами, и для их описания электростатическая дисперсия двумерных плазмонов неприменима.

Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-19-00611.

Литература

1. V. V. Popov // J. Infrared Millim. Terahertz Waves, **32**, 1178 (2011).
2. F. H. L. Koppens, D. E. Chang, F. J. G. De Abajo // Nano Lett., **11**, 3370 (2011).
3. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, D. V. Fateev // J. Phys. Condens. Matter, **34**, 295301 (2022).
4. D. V. Fateev, K. V. Mashinsky, O. V. Polischuk, V. V. Popov // Phys. Rev. Appl., **11**, 064002 (2019).
5. J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González *et al.* // Nature, **487**, 77 (2012).
6. A. V. Chaplik // Surf. Sci. Rep., **5**, 289(1985).
7. V. V. Popov // Appl. Phys. Lett., **93**, 083501 (2008).

Электронная структура и спиновый транспорт в PbSnTe вблизи точки инверсии зон

А. С. Микаева^{1,2,*}, В. А. Голяшов^{1,2}, А. Э. Климов¹, А. С. Тарасов¹, Д. В. Ищенко¹, С. П. Супрун¹, А. К. Кавеев³, О. Е. Терещенко^{1,2}

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

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

³ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

* a.mikaeva@g.nsu.ru

Фотоэлектронной спектроскопией с угловым разрешением изучена электронная структура поверхности эпитаксиальных пленок (111) $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ с составами вблизи точки инверсии зон. Поверхностные состояния топологического кристаллического изолятора наблюдались в Γ - и M -точках зоны Бриллюэна во всем исследованном диапазоне составов пленок и температур. Экспериментально обнаружено, что в латеральных гетероструктурах $\text{Co}/\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{CoFeB}$ с длиной канала 30 мкм наблюдается спин-вентильный эффект в узком диапазоне составов $x \sim 0.36$ при 4.2 К.

Введение

В настоящее время активно исследуется возможность создания спинтронных устройств, например спиновых транзисторов. Модель данного устройства, предложенная Датта и Дас [1], представляет собой полупроводниковый канал, который располагается между ферромагнитными инжектором и детектором спин-поляризованных электронов. В качестве канала спинового транзистора необходимо использовать материал с исходно сильным спин-орбитальным взаимодействием и достаточно большой длиной спиновой диффузии, в который можно эффективно инжектировать спин-поляризованные токи и управлять ими.

Интерес для использования в качестве материала для канала спинового транзистора может представлять теллурид свинца-олова ($\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$) — узкозонный полупроводник, ширина запрещенной зоны которого меняется в зависимости от содержания олова x [2]. При $x > 0.3$ вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия происходит инверсия порядка зон и образуется фаза топологического кристаллического изолятора (ТКИ) с появлением невырожденных по спину дираковских поверхностных состояний. $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в состоянии ТКИ является перспективным для использования в создании спинового транзистора, однако спиновый транспорт в нем ранее не изучался. В данной работе изучены транспортные свойства спин-вентильных структур на основе эпитаксиальных пленок (111) $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ с составами вблизи точки инверсии зон, а также электронная структура их поверхности.

Методика эксперимента

Электронная структура поверхности пленок (111) $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ исследовалась с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР) в температурном диапазоне 77–300 К. Для получения структурно-упорядоченной атомарно чистой поверхности была применена методика химической обработки поверхности для удаления оксидов, описанная в [3]. Поверхность образцов обрабатывалась в изопропанол, насыщенном парами соляной кислоты (HCl -iPA). После химической обработки образцы сразу (выдержка в атмосфере, как правило, < 2 мин) загружались в вакуумную камеру спектрометра и отжигались в сверхвысоком вакууме в течение

30 минут при температуре 310 °С с дополнительным травлением поверхности ионами аргона. Картины дифракции медленных электронов показали, что такая обработка приводила к получению нереконструированной (1×1) поверхности (111) $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$.

На основе пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с составами $x = 0.21$ – 0.42 были изготовлены латеральные спин-вентильные структуры с ферромагнитными (ФМ) контактами Co и CoFeB и исследовано их магнитосопротивление. Измерения магнитосопротивления проведены в четырехконтактной схеме в локальной и нелокальной геометриях при температуре жидкого гелия ($T = 4.2$ К).

Результаты и обсуждение

Типичные дисперсионные картины, полученные методом ФЭСУР для поверхности (111) $\text{Pb}_{0.7}\text{Sn}_{0.3}\text{Te}$ с реконструкцией (1×1), показаны на рис. 1, *a*, *b*. В спектрах вблизи уровня Ферми в Γ -точке зоны Бриллюэна наблюдаются два типа состояний валентной зоны: с квазипараболическим законом дисперсии с энергией связи $E_B > 0.2$ эВ и с квазилинейной дисперсией с энергией связи E_B от 0 до 0.2 эВ. Можно предположить, что максимум состояний объемной валентной зоны находится на энергии 0.25 эВ. В то время как состояния, находящиеся выше них, являются поверхностными состояниями (ПС) ТКИ, что подтверждается отсутствием дисперсии этих состояний в зависимости от энергии фотонов и симметрией срезов поверхностей постоянной энергии. При измерении спиновой поляризации электронов было обнаружено, что ПС спин-поляризованные и обладают геликоидальной спиновой структурой. Также было обнаружено, что в Γ - и M -точках зоны Бриллюэна поверхностные состояния наблюдаются в диапазоне составов $x = 0.27$ – 0.5 и температурном диапазоне 77–300 К, то есть за теоретически предсказанными пределами существования ТКИ, что может отражать неоднородность состава на поверхности пленок, либо наличие механических напряжений в них.

При изучении локального и нелокального магнитосопротивления латеральных гетероструктур $\text{Co}/\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{CoFeB}$ с длиной канала 30 мкм был обнаружен спин-вентильный эффект в образцах с составами вблизи точки инверсии зон ($x \sim 0.36$), в то время как для составов $x > 0.4$ и $x < 0.3$ спин-вентильный эффект наблюдать не удалось. Зависимость

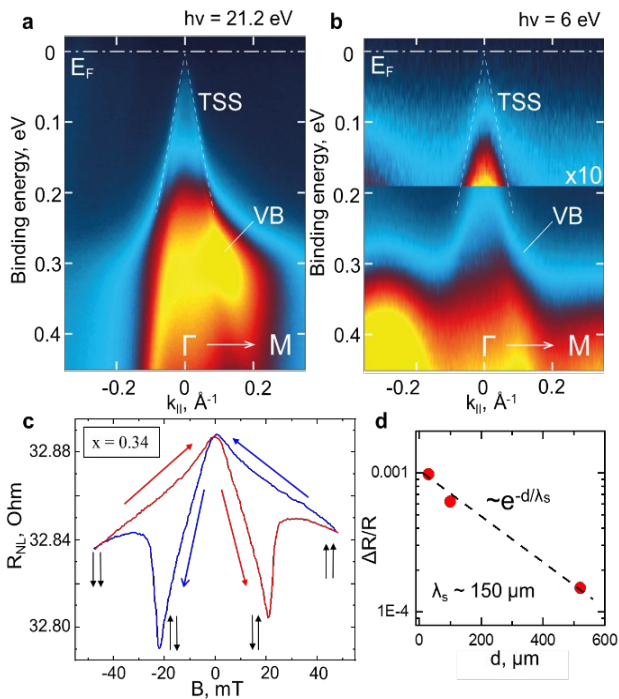


Рис. 1. Дисперсионные зависимости, полученные методом ФЭСУР при $T = 80$ К для поверхности (1×1) (111) $\text{Pb}_{0.7}\text{Sn}_{0.3}\text{Te}$ при энергии фотонов $h\nu = 21.2$ эВ (a) и $h\nu = 6$ эВ (b). Нелокальное магнитосопротивление гетероструктуры $\text{Co}/\text{Pb}_{0.66}\text{Sn}_{0.34}\text{Te}/\text{CoFeB}$ при $T = 4.2$ К (c), красные и синие стрелки показывают направления развертки магнитного поля, черные стрелки показывают конфигурации намагниченностей ФМ-контактов. Зависимость величины локального спин-вентильного эффекта от расстояния между ФМ-контактами, полученная на диодных структурах (d)

магнитосопротивления структуры, полученная при измерении в нелокальной геометрии, показана на рис. 1, c. Наблюдается типичный для спин-вентильного эффекта гистерезис магнитосопротивления. Максимумы сопротивления соответствуют антипараллельным конфигурациям намагниченности ФМ-контактов. Величина нелокального спин-вентильного эффекта составила $\Delta R/R = 2 \cdot 10^{-3}$. На рис. 1, d изображена зависимость величины локального спин-вентильного эффекта, измеренная на диодных структурах, от расстояния между ФМ-инжектором и детектором. Данная кривая имеет экспоненциальную зависимость и позволяет оценить значение длины спиновой диффузии, которое составило $L_s \sim 150$ мкм, что делает $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ перспективным полупроводником для создания спинового транзистора. Увеличение длины спиновой диффузии в $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ вблизи точки инверсии зон может быть связано с реализацией в них бесщелевого дираковского энергетического спектра.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 21-52-12024.

Литература

1. S. Datta, B. Das // *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 665 (1990).
2. V. V. Volobuev, P. S. Mandal, M. Galicka *et al.* // *Advanced Materials*, **29** (2017).
3. A. S. Tarasov, D. V. Ishchenko, I. O. Akhundov *et al.* // *Applied Surface Science*, **569**, 150930 (2021).

Низкотемпературная экситонная динамика в квантовой яме CdTe/CdZnTe

А. В. Михайлов^{1,*}, Е. С. Храмцов¹, А. С. Курдюбов¹, Б. Ф. Грибакин^{1,2}, М. Р. Владимировна², Regis Andre³, И. В. Игнатьев¹

¹ Лаборатория оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета, Университетская наб., д. 7–9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

² Laboratoire Charles Coulomb, UMR 5221 CNRS, Université de Montpellier, Place Eugène Bataillon, F-34095, Montpellier, France

³ Université Grenoble-Alpes, CEA-CNRS joint group "Nano-Physique & Semi-Conducteurs", CNRS, Institut Néel, 25 rue des martyrs, 38042, Grenoble CEDEX 9, France

*mikhailovav@yandex.ru

Методом накачка — зондирование со спектральным разрешением исследована динамика экситонов в квантовой яме CdTe/CdZnTe шириной 47 нм. Выполнен расчет спектра экситонного отражения в рамках модели нелокального диэлектрического отклика. Определены характерные времена экситон-экситонного рассеяния.

Экситоны в квантовых ямах (КЯ) CdTe сильно отличаются от экситонов в КЯ GaAs по силе осциллятора, борновскому радиусу и энергии связи [1]. Можно ожидать, что экситонная динамика также будет отличной от динамики экситонов в КЯ GaAs, недавно исследованной в работе [2]. В данной работе исследована энергетическая структура экситонов и их динамика в относительно широкой КЯ CdTe/CdZnTe. Основное внимание уделено динамике взаимодействия фоторожденных экситонов друг с другом и другими квазичастицами в системе. Установлено, что динамика в целом аналогична динамике экситонов в КЯ GaAs и характеризуется несколькими временами процессов от долей до десятков наносекунд.

Эксперимент и расчет

Исследована гетероструктура CdTe/Cd_{0.95}Zn_{0.05}Te с одиночной КЯ шириной 47 нм, выращенная методом молекулярной пучковой эпитаксии. Легкий и тяжелый экситоны в такой КЯ расщеплены упругим напряжением на величину около 15 мэВ, что позволяет отдельно изучать размерно-квантованные состояния тяжелого экситона.

В спектрах отражения гетероструктуры наблюдается несколько размерно-квантованных экситонных состояний (рис. 1). Для интерпретации спектров

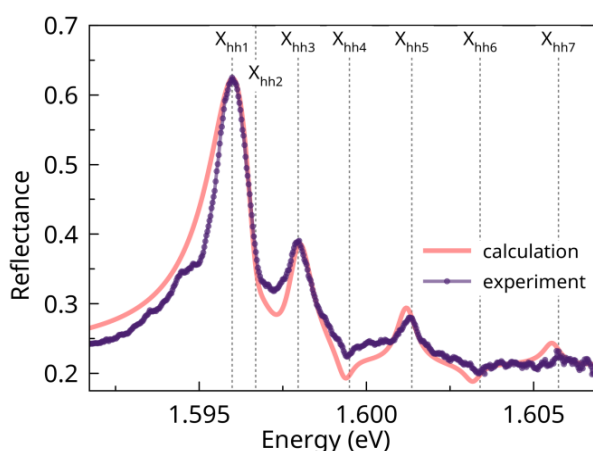


Рис. 1. Спектр отражения образца, измеренный при температуре $T = 4$ К, и его микроскопическое моделирование. Пунктирными линиями показаны положения экситонных резонансов

отражения выполнен микроскопический расчет энергий экситонных состояний и величины их свето-экситонного взаимодействия. Для этого численно решалось соответствующее трёхмерное уравнение Шрёдингера методом конечных разностей для экситона с тяжёлой дыркой в КЯ в приближении эффективной массы и огибающей волновой функции. Учитывалось смешивание размерно-квантованных состояний электромагнитным полем [3]. В качестве свободных параметров расчета использовалась величина нерадикационного уширения экситонных резонансов, $\hbar\Gamma = 0.3$ мэВ, и небольшой общий сдвиг спектра вверх по энергии, $\Delta E = 2.15$ мэВ, обусловленный, вероятно, механическими напряжениями в структуре. Получено хорошее согласие с экспериментом, что позволило интерпретировать наблюдаемые спектральные особенности (см. рис. 1). Расчетные значения радиационного уширения равны: $\hbar\Gamma_0 = 428.9, 40.4, 71.7, 19.4, 34.2, 12.1, 11.3$ мкэВ для состояний X_{hh1}, \dots, X_{hh7} .

Динамика экситонов

Динамика экситонных состояний изучалась с помощью спектрально-разрешенного метода «накачка — зондирование» [2]. Накачка производилась как в нижайшее состояние, так и в более высокие размерно-квантованные состояния. Обработка экспериментальных результатов и определение основных характеристик экситонных резонансов, радиационного ($\hbar\Gamma_0$) и нерадикационного ($\hbar\Gamma$) уширений, энергии ($\hbar\omega_0$) и фазы отражения (ϕ), осуществлялись с помощью теории нелокального диэлектрического отклика [4]. Предполагалось, что неоднородное уширение резонансов при разбросе энергии экситонных переходов мало по сравнению с однородным уширением. Основное внимание в работе уделено динамике нерадикационного уширения, которое несет информацию о взаимодействии экситонов с различными квазичастицами.

На рис. 2 приведен пример динамических кривых, измеренных при двух мощностях возбуждения. Показана только фотоиндуцированная часть нерадикационного уширения. При малой мощности накачки наблюдается быстрое нарастание уширения и затем медленный спад его величины с характерным временем 1–2 нс. Кроме того, наблюдается долгоживущая

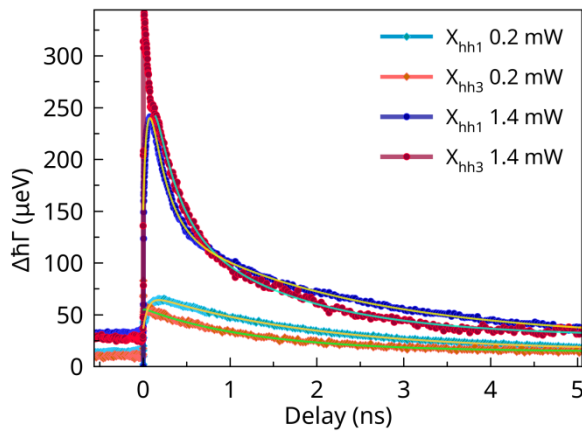


Рис. 2. Динамика нерадикационного уширения основного (Xhh1) и третьего (Xhh3) размерно-квантованного состояния тяжелого экситона при двух мощностях импульсной накачки в состоянии Xhh1. Диаметр лазерного пятна на образце $d = 0.1$ м. $T = 4$ К. Плавные кривые — подгонка формулой: $y = c \cdot [a_1 \cdot \exp(-t/t_1) + a_2 \cdot \exp(-t/t_2) - \exp(-t/t_3)]$

компонента уширения, не затухающая вплоть до прихода следующего лазерного импульса. Она видна как ненулевой сигнал при отрицательных задержках (импульс зондирования раньше импульса накачки). При больших мощностях накачки уширение увеличивается в несколько раз. Кроме того, наблюдается еще одна компонента затухания уширения с характерным временем 0.2 нс. В целом поведение уширения аналогично тому, что наблюдается для экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs [2].

Следуя работе [2], мы предполагаем, что наблюдаемая динамика уширения определяется динамикой темных экситонов с волновым вектором, превышающим волновой вектор света в CdTe. Взаимодействие светлых экситонов с резервуаром темных экситонов, а также со свободными носителями заряда и фононами определяет характерные времена динамики уширения, наблюдаемые экспериментально. Быстрое нарастание уширения в момент прихода импульса накачки связано с выбросом фоторожденных экситонов

за пределы светового конуса. Медленная релаксация уширения вызвана опустошением резервуара путем возврата экситонов в световой конус при рассеянии их друг на друге или свободных носителях заряда с последующей быстрой рекомбинацией. Наиболее медленная компонента динамики, вероятно, обусловлена фононно-индуцированным рассеянием экситонов в световой конус. Наблюдаемая при большой мощности накачки компонента динамики с характерным временем 0.2 нс предположительно обусловлена связыванием свободных носителей заряда в экситоны.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что в КЯ CdTe/CdZnTe наблюдается долгоживущая динамика нерадикационного уширения экситонных резонансов, характеризуемая несколькими временами затухания. Она определяется несколькими динамическими процессами в резервуаре неизлучающих экситонов.

Финансирование

Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках грантов № 94030557 и № 94271404. И. В. И. благодарит РФФИ за поддержку теоретической части работы в рамках гранта № 19-72-20039. М. Р. В. благодарит Национальный центр научных исследований Франции, грант № ANR-21-CE30-0049. Б. Ф. Г. благодарит грант от Правительства Франции (грант Вернадского) под управлением Campus France.

Литература

1. E. L. Ivchenko, A. V. Kavokin, V. P. Kochereshko, et al. // Phys. Rev. B, **46**, 7713 (1992).
2. A. S. Kurdyubov, A. V. Trifonov, I. Ya. Gerlovin et al. // Phys. Rev. B, **104**, 035414 (2021).
3. E. S. Khrantsov, P. S. Grigoryev, D. K. Loginov et al. // Phys. Rev. B, **99**, 035431 (2019).
4. E. L. Ivchenko, Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. Berlin : Springer, 2004.

Рост пВп-структур на основе твердых растворов CdHgTe для фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазонов

Н. Н. Михайлов^{1,*}, В. С. Варавин¹, А. В. Войцеховский², С. А. Дворецкий¹,
В. Г. Ремесник¹, И. Н. Ужаков¹, Р. В. Меньшиков¹, Г. Ю. Сидоров¹

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

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

* mikhailov@isp.nsc.ru

Проведено исследование процессов роста барьерных пВп-структур на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$, включающих поглощающий и контактные слои n , разделенные барьерным слоем V . Были выращены структуры с составом и толщиной слоев, соответствующие поглощению ИК-излучения в спектральных диапазонах 3–5 и 8–12 мкм. Уровень легирования слоев индием варьировался в диапазоне до концентрации $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Тестовые фотоприемники показали фотоэлектрические характеристики, близкие к данным эмпирической модели Rule 07.

Введение

Униполярные пВп-структуры предложены для создания фотоприемников ближнего и среднего ИК-диапазонов на основе соединений $A^{III}B^V$, работающих при повышенных температурах [1]. В детекторах на основе пВп-структур фототок определяется величиной неосновных носителей заряда, для которых при приложении электрического поля барьерный слой не оказывает влияния на их транспорт, а основные носители блокируются барьерным слоем. Для пВп-структур на основе твердых растворов $CdHgTe$ предложены различные конструкции, для которых проведены теоретические расчеты условий транспорта носителей тока через барьер [2, 3]. Создание приборных структур встречает трудности при выращивании структур требуемого качества и при формировании чувствительных элементов на их основе. Целью работы является проведение исследования процессов роста и легирования пВп-структур различного дизайна на основе $CdHgTe$ для перспективных ИК-фотоприемников спектрального диапазона 3–5 и 8–12 мкм.

Методика эксперимента

Выращивание пВп-структур производилось на подложках (013) с буферными слоями $ZnTe$ и $CdTe$, толщиной ~30 нм и 5,5 мкм соответственно на установке молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ «Объ-М» с эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев *in situ* [4].

На рис. 1 показано типичное изменение эллипсометрических параметров при росте пВп-структуры (а), профиль изменения состава, рассчитанный методом «эффективной» подложки [5], и уровень легирования индием (б), определяемый из калибровочной кривой с учетом скорости роста и температуры источника потока.

На начальной стадии, в диапазоне 0–1300 с (рис. 1, а), изменение эллипсометрических параметров соответствует росту варизонного слоя с изменением состава от $x = 0,67$ до $x = 0,32$ (рис. 1, б) с последующим ростом слоя постоянного состава. В интервале 8250–9030 с выращивается барьерный слой с составом 0,68 и далее рост контактного слоя с 0,33 с соответствующим изменением эллипсометрических параметров. Концентрация носителей заряда, полученная из измерений эффекта Холла в выращенных

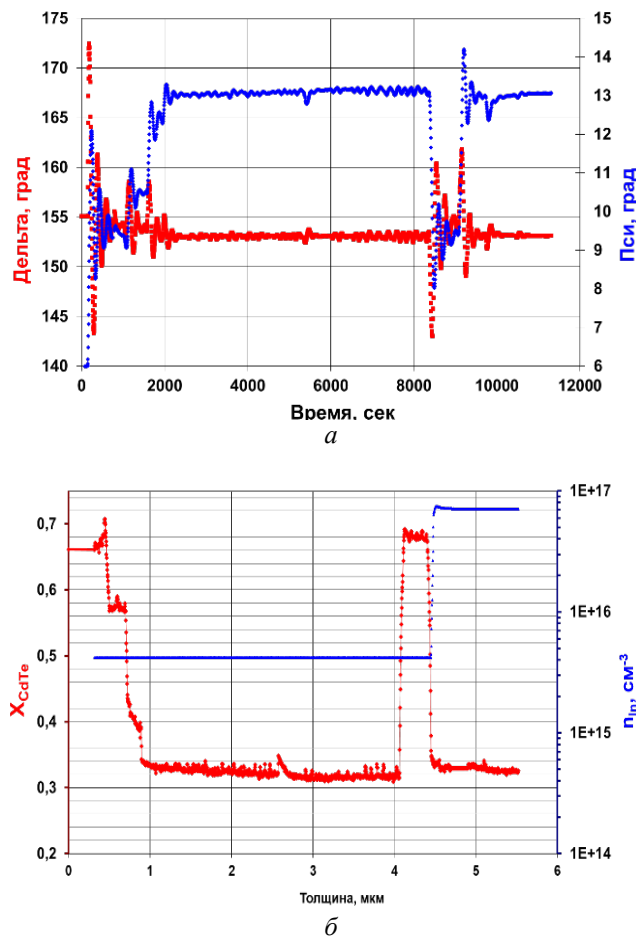


Рис. 1. Изменение эллипсометрических параметров пси (синяя кривая) и дельта (красная кривая) (а); состава (красная кривая) и уровня легирования (синяя кривая) (б) при росте пВп-структуры

структурах, по величине совпадала с заданным уровнем легирования индием. Измерения состава из спектров пропускания при комнатной температуре показали полное соответствие на основе измерений эллипсометрических параметров. Длинноволновая граница чувствительности тестовых фоторезисторов при температуре жидкого азота соответствует ширине запрещенной зоны для состава пВп-структуры.

Были выращены серии структур с различным молярным содержанием теллурида кадмия в фоточувствительном слое n -типа проводимости с составами

$X_{\text{CdTe}} \sim 0,3$ для спектрального диапазона 3–5 мкм и $X_{\text{CdTe}} \sim 0,2-0,24$ для диапазона 8–12 мкм, толщиной от 3 до 5 мкм. Уровень легирования индием в этих слоях варьировался от $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Толщина контактного слоя n -типа была 0,5–1 мкм. Состав контактного слоя соответствовал составу фоточувствительного слоя или превышал на 0,05 мольных долей. Уровень легирования контактного слоя индием варьировался от $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Состав барьерного слоя CdHgTe толщиной от 0,2 до 0,5 мкм изменялся в диапазоне $X_{\text{CdTe}} \sim 0,5-0,7$. Так же были выращены $n\text{Вп}$ -структуры с барьерными слоями в виде 10 периодов сверхрешетки HgTe/Cd_{0,7}Hg_{0,3}Te с толщиной слоев в несколько нанометров.

Были изготовлены фоточувствительные элементы в виде «меза» структуры двух вариантов с естественным оксидом и осажденным Al₂O₃ на боковую поверхность. Измерения показали, что темновые токи элементов для 3–5 мкм в диапазоне 180–300 К ограничены диффузией дырок из поглощающего слоя. Температурная зависимость темнового тока близка к данным эмпирической модели Rule 07 [6, 7]. Для элементов спектрального диапазона 8–12 мкм темновые токи определяются токами утечки, что связано с плохой пассивацией боковой поверхности.

Проведенные исследования позволили определить условия проведения процессов роста для создания $n\text{Вп}$ -структур высокого качества.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России № FWGW-2022-0002 и при частичной поддержке РФФИ по проекту № 21-52-12015

Литература

1. S. Maimon, G. W. Wicks // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, № 15. P. 151109.
2. М. Копытко et al. // Opto-Electron. Rev. 2015. V. 23, № 2. P. 143.
3. N. D. Akhavan et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2016. V. 63, № 12. P. 4811.
4. G. Yu. Sidorov, Yu. G. Anciferov. In Advances in Semiconductor Nanostructures. Growth, Characterization, Properties and Applications. Latyshev A. V., Dvurechenskii A. V., Aseev A. L., Eds.; Publisher: Elsevier, Radarweg 29, PO Box 211, 1000 AE Amsterdam, Netherlands, 2017. P. 297–323.
5. В. А. Швец, Н. Н. Михайлов и др. // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 127, № 2. P. 318–324.
6. A. V. Voitsekhovskii, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov *et al.* // Semiconductor Science and Technology. 2020. V. 35, № 5. P. 055026.
7. A. V. Voitsekhovskii, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov *et al.* // Journal of Electronic Materials. 2021. V. 50, № 8. P. 4599–4605.

Поляритонные моды в запрещенной фотонной зоне сверхизлучающего гетеролазера. Сравнительный анализ при наличии и в отсутствие инверсии населенностей

А. В. Мишин^{1,3,*}, Вл. В. Кочаровский^{1,2,**}, Е. Р. Кочаровская^{1,2}

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

*mishin@ipfran.ru, **kochar@ipfran.ru

Проведён анализ комплексных частот поляритонных мод в зависимости от уровня инверсии населённости, создаваемого накачкой, и коэффициента распределенной обратной связи встречных волн для различных типичных параметров сверхизлучающего гетеролазера, включая коэффициент отражения зеркал и длину его низкодобротного резонатора. Установлены характерные области параметров гетеролазера и необходимые условия, при которых возможна сверхизлучательная генерация поляритонных мод внутри запрещенной фотонной зоны. Обсуждаются особенности подобной генерации и её отличия от генерации обычного гетеролазера с таким же резонатором в случае, когда время жизни фотонов в нём велико по сравнению с временем фазовой релаксации оптических дипольных колебаний активных центров.

Введение

Сверхизлучающими называются лазеры, для которых время жизни фотона в резонаторе T_E меньше, чем время фазовой релаксации T_2 оптических дипольных колебаний активных центров — поляризации активной среды [1]. В такой ситуации поляризация активной среды также выступает колебательной степенью свободы наряду с электромагнитным полем. Требование малости времени жизни фотона в резонаторе приводит к тому, что коэффициент отражения зеркал на торцах лазера не должен быть высоким, и поэтому ниже речь идёт о низкодобротных резонаторах, а именно, о сверхизлучающих лазерах с комбинированным резонатором Фабри — Перо с распределенной обратной связью встречных волн (ФП-РОС). Введение брэгговской структуры (распределенной обратной связи встречных волн) приводит, как известно, к появлению запрещённой фотонной зоны (по частоте), в которой электромагнитные моды подавляются.

В настоящей работе показано, что в сверхизлучающем гетеролазере с резонатором ФП-РОС в определенных условиях возможно существование поляритонных (не электромагнитных!) мод в запрещённой фотонной зоне и достижение их генерации при непрерывной накачке. В зависимости от знака и величины инверсии населённости рабочих уровней активных центров указанные (горячие) поляритонные моды обладают инкрементом или декрементом, а их частоты по-разному ведут себя при изменении параметров резонатора и лазера в целом.

Уравнения для расчета мод

Для расчетов спектра поляритонных мод использовались дисперсионное и характеристическое уравнения сверхизлучающего лазера, получаемые линеаризацией уравнений Максвелла — Блоха [1]:

$$\kappa^2 + \beta^2 = \left(\Omega + \frac{n_p}{\Omega + i\Gamma_2} \right)^2, \quad (1)$$

$$\frac{2\beta R}{1+R^2} + \sqrt{\kappa^2 + \beta^2} + \kappa \frac{1-R^2}{1+R^2} \frac{1+e^{2i\kappa L}}{1-e^{2i\kappa L}} = 0, \quad (2)$$

где κ — комплексная отстройка волновых чисел мод лазера от половины волнового числа брэгговской структуры и Ω — комплексная отстройка частот мод от частоты брэгговского резонанса, нормированные на кооперативную частоту ν_c , как и $\Gamma_2 = 1/(\nu_c T_2)$ — скорость релаксации поляризации, β — коэффициент РОС, R — коэффициент отражения зеркал, n_p — уровень инверсии населённости, задаваемый накачкой, L — длина лазера, нормированная на кооперативную длину согласно [1, 2]. Для определённости считаем, что частота перехода всех активных центров совпадает с частотой брэгговского резонанса и с частотой одной моды резонатора Фабри — Перо. Совместное численное решение уравнений (1), (2) является существенно более простой и быстро решаемой задачей, чем численное моделирование нелинейных уравнений Максвелла — Блоха. Такая линейная теория позволяет установить многие характерные особенности [1, 2] поведения мод лазера и его модового состава (поляритонные и электромагнитные моды) в зависимости от параметров лазера.

Результаты и обсуждение

В указанных условиях при нулевой инверсии населённости $n_p = 0$ все поляритонные моды имеют нулевую отстройку частоты (от частоты брэгговского резонанса) и одинаковые декременты $-\Gamma_2$, величина которых задается скоростью фазовой релаксации поляризации активной среды $1/T_2$. Напомним, что, по определению поляритонных мод, в них энергия оптических колебаний дипольных моментов активных центров превалирует над энергией колебаний электромагнитного поля.

При введении РОС с малой амплитудой ($\beta = 0.025$ на рис. 1) возникает запрещённая фотонная зона шириной порядка 2β (выделена по центру), которая «выталкивает» электромагнитные моды. Однако несколько поляритонных мод (одна центральная для параметров, указанных на рис. 1) может иметь инкремент в данной полосе частот, даже при небольшом уровне накачки ($n_p = 0.05$ на рис. 1). При этом с ростом накачки частота центральной поляритонной моды

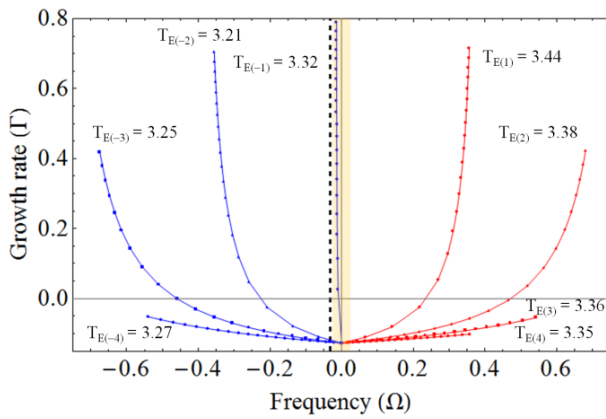


Рис. 1. Комплексные отстройки частот поляритонных мод как функции уровня инверсии населённости, построенные с шагом 0.05 по этому уровню для лазера с параметрами: $\beta = 0.025$, $R = 0.3$, $L = 4$, $\Gamma_2 = 0.125$. Для каждой из мод указано время жизни фотона в резонаторе T_E , которое существенно меньше времени релаксации поляризации $T_2 = 8$ (все нормированы на кооперативную частоту). Пунктир — электромагнитная мода холодного резонатора, лежащая наиболее близко к запрещённой фотонной зоне

фактически не меняется, тогда как её инкремент резко растёт. В рассматриваемом случае активных сред с однородным уширением спектральной линии именно на данной поляритонной моде возможна сверхизлучательная генерация. В предпочтительном для сверхизлучающих лазеров случае величины брэгговского коэффициента отражения βL меньше или порядка единицы [1, 2], пока выполняется неравенство $T_E < T_2$, ситуация качественно не меняется даже при многократном увеличении параметра РОС (до $\beta = 0.25$ на рис. 2), хотя ширина запрещённой зоны сильно возрастает.

В докладе представлен также анализ комплексных частот поляритонных мод и порогов их генерации внутри запрещённой зоны в зависимости от коэффициента отражения зеркал R и длины L резонатора

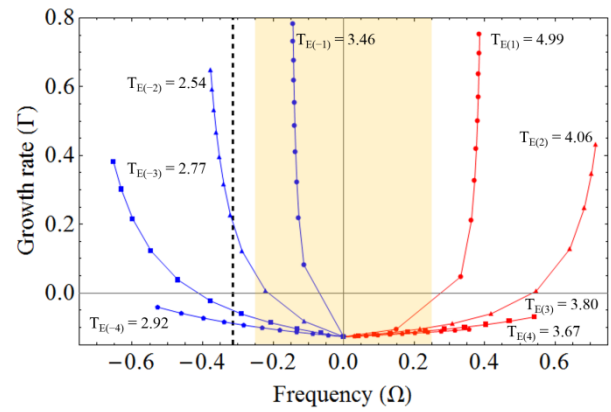


Рис. 2. Комплексные отстройки частот поляритонных мод как функции уровня инверсии населённости, построенные с шагом 0.1 для лазера с параметрами: $\beta = 0.25$, $R = 0.3$, $L = 4$, $\Gamma_2 = 0.125$. Для каждой из мод указано время жизни фотона T_E , которое существенно меньше времени релаксации поляризации $T_2 = 8$ (все нормированы на кооперативную частоту). Пунктир — электромагнитная мода резонатора, лежащая ближе всего к запрещённой зоне

ФП-РОС. Полученные результаты необходимы для корректного разделения сверхизлучательного и стандартного режимов лазерной генерации.

Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 21-12-00409).

Литература

1. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский // УФН, **187** (4), 367–410 (2017).
2. Е. Р. Кочаровская, А. В. Мишин, Вл. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский // ФТП, **56** (7), 651–658 (2022).

Плазмонные моды графена с произвольно направленным постоянным током

И. М. Моисеенко^{1,*}, Д. В. Фатеев^{1,2}, В. В. Попов¹

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

² Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

* MoiseenkoIM@yandex.ru

Теоретически исследованы дисперсия и усиление (затухание) терагерцевых плазмонов в графене в зависимости от направления постоянного тока относительно направления волнового вектора плазмонов. Показана возможность существования плазменных мод в графене при любом направлении дрейфа носителей заряда в графене. При сонаправленном дрейфе носителей заряда и распространении плазмонов в графене существуют усиливающиеся плазмонные моды. Отклонение направления постоянного тока от направления распространения плазмонов в графене приводит к уменьшению эффективности усиления плазмонов из-за уменьшения эффективности взаимодействия плазмонного поля с дрейфующими носителями заряда.

Введение

В настоящее время активно исследуются структуры на основе графена для усиления и детектирования терагерцевого (ТГц) излучения с использованием плазмонных свойств графена [1, 2]. Усиление ТГц-плазмонов в графене с постоянным током было исследовано теоретически [3, 4], а также продемонстрировано экспериментально [5]. Дисперсия плазмонных мод в графене с гидродинамической (ГД) проводимостью с постоянным током, сонаправленным с волновым вектором плазмонов, исследована в работе [6], где также показано ТГц плазмонное усиление, связанное с эффектом Черенкова. Гидродинамический подход справедлив для описания проводимости графена, когда частота межэлектронных столкновений в графене превышает частоту действующего поля и частоты рассеяния импульса носителей заряда на фоновых и дефектах кристаллической решетки графена [4]. В настоящей работе исследованы ТГц плазмонные моды графена с постоянным током в зависимости от его направления относительно направления распространения плазмонов.

Теоретическая модель

Исследуемая структура состоит из слоя графена, лежащего между двух полубесконечных диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 4.5$ (рис. 1). Графен с дрейфом носителей заряда описывался проводимостью σ_{ij} , где $i, j = x, z$, полученной в тензорном виде в рамках гидродинамического приближения. В работе исследованы поверхностные плазмонные моды, распространяющиеся вдоль оси Ox .

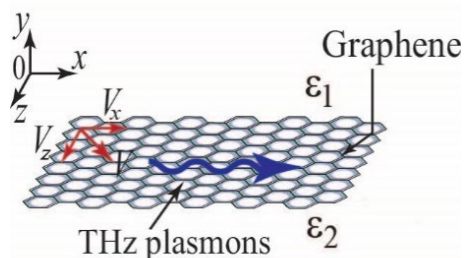


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Дисперсионное уравнение для таких плазмонов в случае произвольного направления тока в графене содержит в себе все элементы тензора гидродинамической проводимости графена и может быть записано в следующем виде:

$$\omega \epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_1}{k_{y1}} - \frac{\epsilon_2}{k_{y2}} \right) + \sigma_{xx} + \frac{\sigma_{xz} \mu_0 \omega}{k_{y2} - k_{y1} - \sigma_{zz} \mu_0 \omega} = 0, \quad (1)$$

где $k_{y1,2} = \pm \sqrt{\omega^2 \epsilon_{1,2} / c^2 - k_x^2}$ — поперечное волновое число, ω — круговая частота, c — скорость света, k_x — продольное волновое число, ϵ_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные соответственно.

Результаты и обсуждение

В случае дрейфа носителей заряда вдоль оси Ox , плазмоны с волновым вектором, сонаправленным с дрейфом в графене, имеют дисперсию, показанную на рис. 2 (сплошные кривые). С ростом скорости дрейфа носителей заряда V_{x0} действительная часть волнового числа плазмонов растет, что связано с ростом концентрации носителей заряда. Пунктирными кривыми на рис. 2 показана мнимая часть волнового числа плазмонов, которая является отрицательной на ТГц-частотах при ненулевом дрейфе, что говорит о возможности усиления плазмонов. Усиление достигается за счет эффекта Черенкова и нелинейности плотности массы носителей заряда в графене, приводящих к отрицательной действительной части проводимости

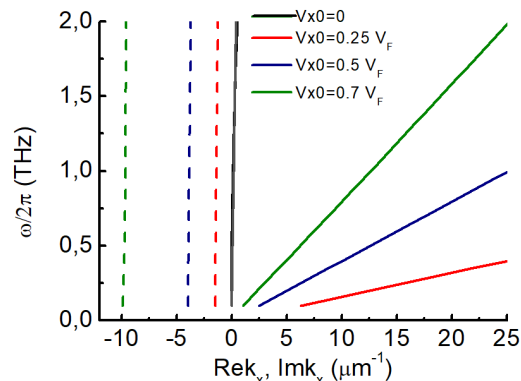


Рис. 2. Действительная (сплошные кривые) и мнимая (пунктирные кривые) части волнового числа плазмонов в зависимости от частоты для различных значений скорости дрейфа носителей заряда в графене

графена $\text{Re}\sigma_{xx} < 0$. С ростом скорости дрейфа мнимая часть волнового числа возрастает по абсолютной величине, поскольку увеличивается энергия, передающаяся плазмонам от дрейфующих носителей заряда.

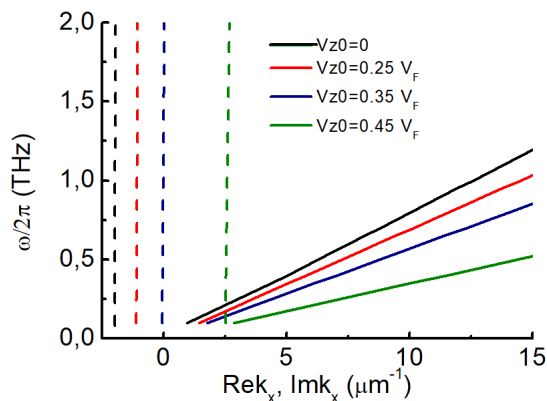


Рис. 3. Действительная (сплошные кривые) и мнимая (пунктирные кривые) части волнового числа плазмонов в зависимости от частоты для различных направлений скорости дрейфа носителей заряда в графене

На рис. 3 показана действительная и мнимая часть волнового числа плазмонов в зависимости от частоты для различных направлений дрейфа носителей заряда при фиксированном значении скорости дрейфа носителей заряда $u = 0.5V_F$. Положим $V_{x0} = \sqrt{u^2 - V_{z0}^2}$, где V_{z0} — скорость дрейфа носителей заряда вдоль оси Oz . С увеличением отклонения направления дрейфа носителей заряда от направления распространения плазмонов увеличивается их локализация при фиксированной частоте, что связано с уменьшением проекции скорости дрейфа носителей заряда на ось Ox и уменьшением влияния доплеровского сдвига на дисперсию плазмонов. Несмотря на увеличение локализации плазмонов, эффективность их усиления снижается. Это связано со снижением

эффективности взаимодействия дрейфующих электронов в графене с тангенциальным электрическим полем плазмонов. В случае неколлинеарного волнового вектора и тока в графене, частотный диапазон усиления плазмонов определяется не условием $\text{Re}\sigma_{xx} < 0$, а из закона Джоуля — Ленца.

Таким образом, в работе исследована дисперсия и усиление собственных плазменных мод в графене с постоянным током, направленным произвольно относительно волнового вектора плазмонов. Показана возможность усиления плазмонов в графене в некотором диапазоне направлений постоянного тока на терагерцовых частотах. Наиболее эффективное усиление достигается, когда дрейф носителей заряда и плазмоны распространяются в одном направлении благодаря наиболее эффективному взаимодействию терагерцового поля с дрейфующими носителями заряда.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-79-00262).

Литература

1. F. H. L. Koppens et al. // Nature Nanotech, **9**, 780 (2014).
2. V. Ryzhii, T. Otsuji T and M. Shur // Appl. Phys. Lett., **116** 140501 (2020).
3. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev // Phys. Rev. B, **103**, 195430 (2021).
4. D. Svintsov // Phys. Rev. B, **100**, 195428 (2019).
5. S. Boubanga-Tombet et al. // Phys. Rev. X, **10**, 031004 (2020).
6. О. В. Полищук, Д. В. Фатеев, В. В. Попов // ФТП, **55** (10), (2021).

Электрически управляемое возбуждение терагерцовых плазмон-поляритонов в желобковом металлическом волноводе с графеном

М. Ю. Морозов, В. В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
*mikkym@mail.ru

Теоретически показана возможность возбуждения терагерцовых плазмон-поляритонов в желобковом металлическом волноводе с графеном электромагнитной волной, распространяющейся в плоскопараллельном металлическом волноводе над графеном без использования затворных электродов или призм. Частоту возбуждаемых плазмон-поляритонов можно перестраивать электрическим образом, изменяя энергию Ферми в графене.

Введение

Волноводные плазмоны (плазмон-поляритоны) востребованы для передачи сигналов в терагерцовых (ТГц) плазмонных интегральных цепях, поскольку их поле значительно сильнее локализовано по сравнению с электромагнитными волнами. Возбуждение плазмонов в графене является весьма сложной задачей вследствие значительного различия волновых векторов плазмонов и внешней электромагнитной волны. Терагерцовые плазмоны в графене могут возбуждаться при помощи дифракции падающей ТГц электромагнитной волны на одиночном затворном элементе или решеточном затворе [1, 2]. Другим известным методом возбуждения плазмонов в графене является метод нарушенного полного внутреннего отражения с использованием призмы с большой диэлектрической проницаемостью в конфигурациях Отто или Кретчмана [3, 4]. В каждом методе возбуждения, помимо ряда преимуществ, есть свои недостатки. При использовании дифракции электромагнитной волны на затворе существует необходимость создания затворов с относительно сложной геометрией и точно подобранными параметрами затворных электродов. При возбуждении плазмонов с помощью призмы необходимы призмы с достаточно большой величиной диэлектрической проницаемости, что существенно затрудняет закачивание электромагнитной волны в призму.

В настоящей работе теоретически изучается возможность возбуждения ТГц-плазмон-поляритонов в прямоугольном металлическом желобковом волноводе с графеном с помощью падающей электромагнитной волны без использования дифракции на затворных электродах или нарушенного полного внутреннего отражения. Легированный или электрически смещенный графен на диэлектрической подложке толщиной d помещен на дно прямоугольного металлического желобкового волновода конечной ширины L и бесконечной глубины (рис. 1). Таким образом, над графеном фактически находится пустой плоскопараллельный металлический волновод.

Известно, что собственные моды металлических волноводов, частично заполненных диэлектриками (рис. 1), распадаются на продольно магнитные (LM) с компонентами полей $E_x, E_y, E_z; H_x, \theta, H_z$ и продольно электрические (LE) моды с компонентами полей $E_x, \theta, E_z; H_x, H_y, H_z$ [5], в отличие от плоскопараллельных

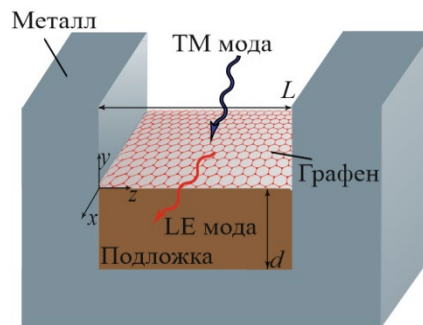


Рис. 1. Схематическое представление структуры

структур, в которых отдельно существуют ТМ- и ТЕ-моды. Поскольку LM- и LE-моды имеют продольную компоненту электрического поля E_x , эти моды могут связываться с плазменными колебаниями в графене, в отличие, например, от ТЕ-мод в плоскопараллельных структурах. В данной работе изучена возможность взаимодействия LE-моды плазмонов в желобковом волноводе с графеном с ТМ-модой плоскопараллельного металлического волновода, находящегося над графеном.

Теоретическая модель

Для численного исследования дисперсии и характеристик LE-плазмонов в рассматриваемой структуре в строгом электродинамическом подходе было получено следующее дисперсионное соотношение:

$$k_{ys} \operatorname{cth}(ik_{ys}d) - k_{yc} = \sigma(\omega)\omega\mu_0, \quad (1)$$

где ω – круговая частота волны, μ_0 – магнитная постоянная, σ – динамическая проводимость графена [6], c – скорость света, ε_s и $\varepsilon_c = 1$ – соответственно относительные диэлектрические проницаемости подложки и среды над графеном,

$$k_{ys,c} = \sqrt{\varepsilon_{s,c}(\omega/c)^2 - k_x^2 - k_z^2} \quad (2)$$

— нормальные к графену компоненты волнового вектора LE-плазмона в подложке (индекс s) и в среде над графеном (индекс c), $k_x, k_z = \pi/L$ — тангенциальные к графену соответственно продольная (вдоль желобка) и поперечная (поперек желобка) компоненты волнового вектора. В настоящей работе изучается только фундаментальная LE-мода — по ширине желоба укладывается половина длины волны, а толщина под-

ложки много меньше длины локализации поля в нормальном к графену направлении. Расчеты выполнены при $\epsilon_s = 5$ (что соответствует нитриду бора — hBN), $L = 20$ мкм, $d = 3$ мкм.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлена дисперсия LE-моды ТГц-плазмонов в желобковом волноводе с графеном для различных величин энергии Ферми в графене (кривые 1, 2 и 3) и ТМ-моды плоскопараллельного металлического волновода над графеном (кривая 4). Дисперсия ТМ-моды рассчитана по формуле

$$k_{x\text{ТМ}} = \sqrt{\epsilon_c(\omega/c)^2 - (\pi/L)^2}. \quad (3)$$

Из рис. 2 видно, что на высоких частотах длина компоненты волнового вектора k_x LE-моды ТГц-плазмонов превосходит компоненту волнового вектора ТМ-моды плоскопараллельного металлического волновода. На малых частотах LE-мода становится быстрой, и ее дисперсия пересекает дисперсию ТМ-моды. Таким образом, при определенном выборе значений параметров, реализуется условие равенства тангенциальных к графену компонент волновых векторов k_x и k_z LE- и ТМ-мод, что является необходимым условием для связи LE- и ТМ-мод и возможности возбуждения LE-моды плазмонов в графене с помощью ТМ-моды электромагнитной волны. Также, как видно из рис. 2, частота пересечения дисперсий LE- и ТМ-мод может перестраиваться электрически изменением величины энергии Ферми в графене.

Таким образом, в настоящей работе теоретически показана возможность реализовать условие равенства тангенциальных к графену компонент волновых векторов LE- и ТМ-мод, что является необходимым условием возможности возбуждения LE-моды плазмонов в графене с помощью ТМ-моды плоскопараллельного металлического волновода. Частоту возбуждаемых LE-плазмонов можно перестраивать электрическим образом, изменяя энергию Ферми в графене.

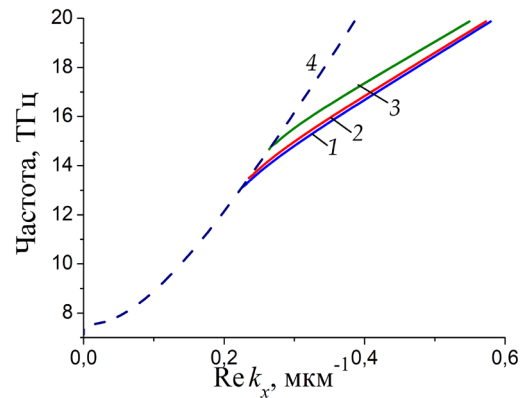


Рис. 2. Дисперсионные кривые LE-моды ТГц-плазмонов в желобковом волноводе с графеном для величин энергии Ферми в графене $E_F = 0.1$ эВ, 0.3 эВ и 1 эВ, показанной соответственно кривыми 1, 2 и 3 и ТМ-моды электромагнитной волны в плоскопараллельном металлическом волноводе над графеном (кривая 4)

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00611).

Литература

1. W. Gao *et al.* // Nano Lett., **13**, 3698–3702 (2013).
2. P. Alonso-González *et al.* // Nat. Nanotech., **12**, 31–35 (2017).
3. A. Otto // Z. Phys., **216**, 398–410 (1968).
4. E. Kretschmann and H. Raether // Z. Naturforsch. A, **23**, 2135 (1968).
5. K. Zhang, D. Li. Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics // 2nd edition, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Germany (2008).
6. A. A. Dubinov *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, **23**, 145302 (2011).

Влияние эффекта Штарка на энергетические уровни размерного квантования в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe

С. В. Морозов^{1,2,*}, А. А. Разова^{1,2}, В. В. Уточкин¹, М. А. Фадеев¹, В. В. Румянцев^{1,2}, В. Я. Алешкин^{1,2}, А. А. Дубинов^{1,2}, Н. Н. Михайлов³, В. И. Гавриленко^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

*more@ipmras.ru

В гетероструктурах с одиночными и массивами квантовых ям Hg(Cd)Te/CdHgTe в области длин волн 6–4 мкм выполнены исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) при различных температурах. В структурах с толщиной покровного слоя 150 нм при изменении мощности возбуждения непрерывной оптической накачки было обнаружено изменение положения максимума линии фотолюминесценции на 150 см^{-1} и структурное уширение спектра излучения, связываемое с проявлением эффекта Штарка, возникающего из-за встроенного электрического поля области пространственного заряда поверхностного барьера.

Введение

Традиционно для создания межзонных приемников среднего ИК диапазона используются эпитаксиальные пленки на основе твердого раствора HgCdTe. Однако при продвижении в длинноволновую область спектра (5–10 мкм) характеристики таких приемников существенным образом зависят от рабочих температур, которые приходится понижать вплоть до 30–50 К. С другой стороны, при использовании в качестве межзонных детекторов гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе твердых растворов HgCdTe теоретически было предсказано существенное увеличение рабочей температуры таких приемников за счет ступенчатой плотности состояний в КЯ. Однако вследствие малого коэффициента поглощения одной КЯ, который варьируется от 0.5 до 1%, необходимо растить структуры, состоящие не менее, чем из 30 КЯ. При этом возникает вопрос: какой толщины должен быть покровный слой? Данный вопрос предсказуемо возникает по причине возможной опасности влияния на положение уровней размерного квантования КЯ эффекта Штарка, обусловленного сильным электрическим полем поверхностного барьера, возникающего, как хорошо известно, из-за поверхностных состояний. Необходимость знать ответ на этот вопрос связана с тем, что эффект Штарка может существенно влиять на положения уровней размерного квантования массива КЯ и тем самым размывать спектр носителей, что существенно уменьшило заложенный в ступенчатую плотность состояний потенциал при применении таких структур в качестве материалов для межзонных приемников. Как известно, эффект Штарка связан с изменением между уровнями размерного квантования в КЯ в связи с электрическим полем. Это поле может быть как приложено извне, так и возникнуть при формировании области пространственного заряда (ОПЗ) поверхностного барьера, возникающего из-за наличия оборванных связей на поверхности структуры. Такое поле, например, в нелегированных структурах на основе A^3B^5 на расстояниях до поверхности от 50 до 100 нм достигает 10^5 – 10^4 В/см. В результате этого, если квантовые ямы (КЯ) в гетероструктуре расположены близко к поверхности, то ширина запрещенной зоны в КЯ у

поверхности будет отличаться от ширины запрещенной зоны КЯ вдали от нее, что приведет к существенному изменению спектра носителей в КЯ, расположенных на разных удалениях до поверхности. Кроме того, стоит отметить, что в 2021 году вышла теоретическая работа об аномальном эффекте Штарка в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe [1]. Вышеприведенные факторы сыграли свою роль в необходимости проведения исследований о выяснении влияния эффекта Штарка на энергетический спектр носителей в КЯ HgTe/CdHgTe, расположенных на различных толщинах от поверхности. В данной работе по исследованиям спектров фотолюминесценции (ФЛ) анализируются эффекты, связанные с влиянием электрического поля области пространственного заряда поверхностного барьера на уровни размерного квантования и излучательные свойства формируемого массива КЯ HgCdTe/CdHgTe, а также неоднородного распределения фотовозбужденных носителей в массиве КЯ.

Методика эксперимента

Исследуемые структуры с одной и массивами КЯ на основе HgCdTe были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013) [2]. В двух идентичных структурах с одиночными КЯ Hg_{0.94}Cd_{0.06}Te/Cd_{0.67}Hg_{0.33}Te толщиной 5 нм отличался покровный слой Cd_{0.67}Hg_{0.33}Te и составлял для двух данных структур соответственно 50 и 300 нм. Остальные исследованные структуры состояли из массива 30 КЯ HgCdTe, разделенных широкозонными барьерными слоями CdHgTe. Ширина КЯ варьировалась от 2.5 нм до 6.5 нм, а толщина покровного слоя в различных структурах была от 100 до 300 нм.

Результаты и обсуждения

На рис. 1 представлены спектры ФЛ при 8 К одной из исследованных структур с массивом из 30 толщиной 3.5 нм КЯ, исследованные при различных мощностях накачки непрерывного лазера с длиной волны 980 нм. Из рисунка видно, что наблюдается коротковолновый сдвиг положения максимума линии ФЛ от межзонных переходов от КЯ с увеличением

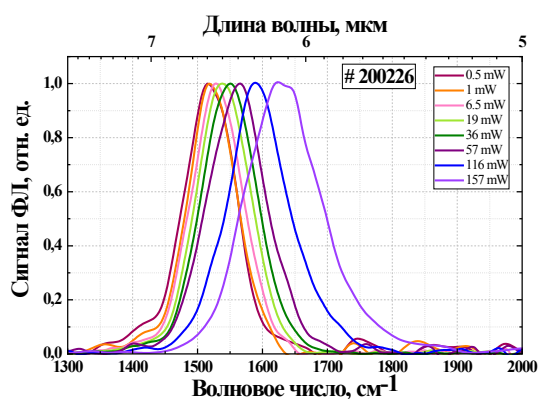


Рис. 1. Спектры ФЛ при 8 К одной из структур с массивом из 30 КЯ шириной 3.5 нм, исследованные при различных мощностях накачки непрерывного лазера с длиной волны излучения 980 нм

мощности накачки. Важно отметить, что при увеличении мощности накачки от 0.5 мВт до 116 мВт наблюдается сдвиг положения максимума на 100 см^{-1} без изменения ширины линии спектра. Такое поведение линии ФЛ сложно интерпретировать разогревом решетки, оно, скорее всего, связано с плавным выключением эффекта Штарка из-за экранировки неравновесными носителями заряда с ростом их концентрации. Подтверждением этому может являться спектр при мощности возбуждения 157 мВт, когда кроме сдвига положения линии наблюдается его существенное уширение относительно спектра при накачке 116 мВт, что логично связать с разогревом.

На рис. 2 приведены спектры ФЛ, снятые при T от 100 до 200 К для двух структур с одинаковыми

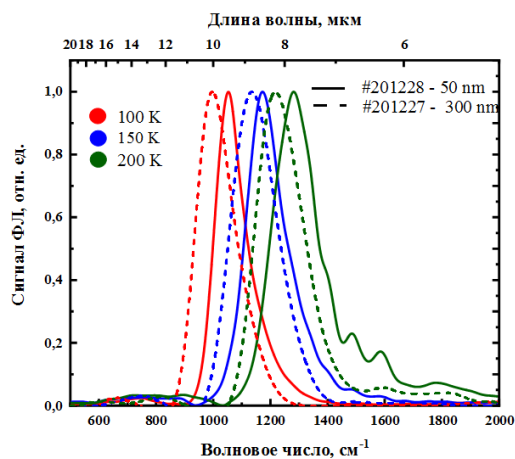


Рис. 2. Спектры ФЛ при 100, 150 и 200 К двух структур с КЯ толщиной 5 нм с разными покровными слоями

одиночными квантовыми ямами, но с разным покровным слоем. Видно, что при одних и тех же температурах положение максимумов спектров ФЛ структуры с покровным слоем 300 нм находятся в более длинноволновой области, чем в структуре с покровным слоем 50 нм. В предположении, что толщины КЯ, их состав и барьеры в этих двух структурах были одинаковыми, что следует из данных технологий, именно влияние электрического поля из-за разности толщин покровного слоя приводит к разнице положений максимумов линий ФЛ двух структур из-за эффекта Штарка.

Как видно, результаты рисунков противоречат друг другу, т. к. в предположении, что спектры носителей меняются из-за эффекта Штарка, в одном случае его ослабление приводит к длинноволновому сдвигу (рис. 2), в другом случае (рис. 1) к коротковолновому. Результат теоретических исследований работы [1] соответствует экспериментальным результатам, представленным на рис. 1. Однако в работе [1] рассматриваются достаточно узкозонные, а иногда даже инвертированные структуры, КЯ HgCdTe/CdHgTe, что не очень соответствует ширинам запрещенной зоны структур, исследованных в данной работе. Основной результат работы [1] и состоит в том, что замешивание p -симметрии в волновые функции электронов, которая возникает из-за «памяти» об инвертированном зонном спектре HgTe, и является причиной аномального относительно A^3B^5 эффекта Штарка в КЯ HgCdTe/CdHgTe.

Заключение

Таким образом, в спектрах ФЛ структур КЯ HgCdTe/CdHgTe был обнаружен сдвиг положения максимума линии ФЛ в зависимости от мощности возбуждения, вероятно связываемого с эффектом Штарка.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00310).

Литература

1. V. Ya Aleshkin, A.V. Germanenko, G. M. Minkov, A. A. Sherstobitov // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **128**, 114606 (2021).
2. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov *et al.* // *Journal of Electronic Materials*, **39** (7), 918 (2010).

Эластичные светоизлучающие мембраны на основе массивов $A^{III}B^V$ нитевидных нанокристаллов, инкапсулированных в полимерные матрицы

И. С. Мухин^{1,2,3,*}, В. В. Неплох^{1,2,3}, Ф. М. Кочетков^{1,2}, В. В. Федоров^{1,2}, А. М. Можаров^{1,3}, Г. Э. Цырлин^{1,3}, А. Г. Насибулин⁴, Р. М. Исламова³, М. Чернышева

¹ СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021

² СПбГУ, ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург, 195251

³ СПбГУ, Университетская набережная, д. 7/9, Санкт-Петербург, 199034

⁴ Сколтех, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

⁵ Centre for nanoscience and nanotechnology, Paris, France, 10 Boulevard Thomas Gobert, 91120

* imukhin@yandex.ru

В работе представлены результаты создания гибких светоизлучающих диодов на основе массивов GaPAs/GaP нитевидных нанокристаллов (ННК), инкапсулированных в эластичные полимерные мембраны. Прозрачные электроды выполнены из слоев одностенных углеродных нанотрубок. Напряжение открытия диодных структур составило порядка 7 В, основная линия электролюминесценции соответствует 670 нм. Подобные мембраны с GaP ННК демонстрируют выраженные нелинейные оптические свойства, что было использовано при создании эластичных оптических визуализаторов ИК-излучения.

Введение

Эластичные и гибкие оптоэлектронные устройства востребованы в носимой электронике, сенсорных экранах складных гаджетов, светоизлучающих диодах (СИД) и ярких экранах, имплантируемых датчиках, солнечных элементах, размещаемых на искривленных поверхностях автономных транспортных средств, и т. д. В настоящее время наиболее развиты гибкие устройства на основе органических материалов. Однако полупроводниковые материалы $A^{III}B^V$ имеют ряд преимуществ в сравнении с «традиционными» органическими соединениями с точки зрения долговременной стабильности, электролюминесцентных свойств и квантовой эффективности, особенно в синем и красном спектральных диапазонах. Нитевидные нанокристаллы (ННК) из $A^{III}B^V$ -соединений, благодаря своей геометрической форме и высокому аспектному отношению длины к диаметру, обладают прекрасными механическими свойствами, их геометрическая форма также способствует эффективному распространению света в ННК (волноводный эффект) и улучшает направленность излучения, что важно при разработке эффективных светоизлучающих устройств. Современные эпитаксиальные технологии $A^{III}B^V$ наноструктур (в особенности, молекулярно-пучковая эпитаксия, МПЭ) позволяют управлять шириной запрещенной зоны синтезируемых полупроводниковых соединений, а также контролировать форму ННК. Эпитаксиальные технологии позволяют синтезировать аксиальные и/или радиальные наногетероструктуры заданного состава и профиля легирования. Предростовое текстурирование подложек обеспечивает синтез упорядоченных массивов ННК, что особенно важно при создании приборных структур.

В данной работе представлены результаты МПЭ синтеза GaP ННК с прямозонными вставками GaPAs (в аксиальной геометрии) и их применение как для создания СИД, работающих в красной области спектра, так и для разработки оптических ИК-визуализаторов, преобразующих излучение ИК-диапазона в видимый при помощи нелинейных оптических эффектов.

Результаты

Вертикально-ориентированные массивы GaP/GaPAs ННК с аксиальной геометрией, выращенные на кремниевых подложках р-типа (10^{20} см⁻³) методом МПЭ, инкапсулировались в эластичные оптически прозрачные полимерные матрицы из полидиметилсилоксана (ПДМС) и механически отделялись от ростовой подложки, формируя тонкую мембрану с ННК. Для инкапсуляции массивов ННК использовался метод гравитационный накрутки (G-coating), обеспечивающий равномерное заполнение полимером пространства между наноструктурами без изменения их ориентации относительно подложки [1].

Толщина мембран определялась высотой ННК и лежала в диапазоне от 4 до 10 мкм. Следует отметить, что мембраны ПДМС такой толщины достаточно прочные и, будучи отделены от подложки, выдерживают дальнейшие постростовые операции. Общая площадь созданных мембран превышала 1 см². Для создания СИД, как минимум, один из электродов должен быть оптически прозрачным. Прозрачные проводящие контакты к мембранам формировались из слоев одностенных углеродных нанотрубок (УНТ), синтезированных на бумажных фильтрах методом газофазного осаждения. Такой подход обеспечивает легкое отделение слоев УНТ от фильтра и перенос их на заданную поверхность. Для уплотнения и легирования слоев УНТ использовались методы мокрой химии.

В данной работе УНТ наносились на выступающие из мембраны концы ННК с обеих сторон мембраны. Площадь контактных площадок составляла ~1 мм². При создании приборных структур использовались слои УНТ с прозрачностью порядка 80% (на длине волны 550 нм), при этом общая прозрачность структуры, состоящей из мембраны с ННК и двух слоев из УНТ, оценивалась на уровне 50%. При этом вся структура характеризуется высокой гибкостью.

Анализ измеренных вольт-амперных характеристик (ВАХ) созданных приборных структур на основе GaP/GaPAs ННК позволил определить напряжение

открытия диодной структуры на уровне порядка 7 В. Экспериментально измеренные спектры электролюминесценции (ЭЛ) продемонстрировали, что созданные гибкие мембраны излучают свет в красном спектральном диапазоне (рис. 1). При этом спектр ЭЛ характеризовался высоким значением полуширины и центральной линией излучения в районе 660 нм.

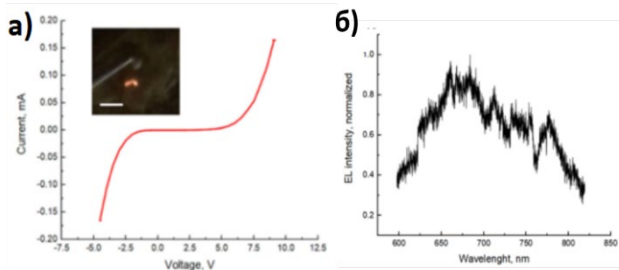


Рис. 1. Измеренные ВАХ и ЭЛ созданных мембран с инкапсулированными GaP/GaPAs ННК. На вставке — оптическое изображение мембраны

Также разработанные гибкие и растягивающиеся мембраны с GaP ННК были использованы при создании эффективных визуализаторов ИК-излучения в видимый диапазон света, преобразованный свет которых можно наблюдать невооруженным глазом. Так как GaP обладает одними из самых выраженных нелинейных свойств второго порядка среди A^{III}B^V полупроводниковых соединения, а ННК за счет своей геометрической формы поддерживают возникновение оптических мод типа Фабри — Перо, то в таких наноструктурах возможна эффективная локализация электромагнитного поля либо на частоте падающего света,

либо на удвоенной, соответствующей частоте преобразованного излучения [2].

Заключение

Продemonстрировано создание гибких полупрозрачных СИД на основе массивов GaP/GaPAs ННК, инкапсулированных в ПДМС матрицу. Прозрачные проводящие электроды (с обеих сторон мембраны) изготовлены из слоев одностенных углеродных нанотрубок). Комбинируя созданные мембраны с ННК из фосфидных соединений с подобными мембранами с ННК из нитридных соединений (GaN/InGaN), можно создавать гибкие полноцветные (RGB) устройства. При этом, в случае применения слоев УНТ в качестве электродов комбинированные устройства будут характеризоваться не только высокой гибкостью, но и являться полупрозрачными.

Предлагаемый подход к инкапсуляции массивов ННК в гибкие полимерные мембраны может также найти применение при разработке ИК-визуализаторов, пьезогенераторов или ИК-фотодетекторов на основе систем материалов GaP(N), (In)GaN или InAs(P,N).

Финансирование

Синтез массивов ННК выполнен при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-10346).

Литература

1. V. Neplokh et al. // Journal of Materials Chemistry C, 8(11), 3764–72 (2020).
2. V. V. Fedorov et al. // ACS nano, 14(8), 10624–32 (2020).

Контактная разность потенциалов в отсутствие тока через образец в магнитных полях, отвечающих плато квантового эффекта Холла

В. Н. Неверов*, С. В. Гудина, К. В. Туруткин

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
* neverov@imp.uran.ru

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. Возникновение напряжения связано с неэквивалентностью потенциальных контактов, а именно, с влиянием магнитного поля, создаваемого краевым током вблизи контакта, на краевой ток в контакте и отсутствием проводимости по объему образца в области плато КЭХ. Измерения напряжения в зависимости от силы тока в области плато КЭХ показали, что величина эффекта определяется полным краевым током (краевой ток, определяемый магнитным полем, и ток через образец), протекающим вблизи контакта.

Введение

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ), состоящий в том, что на магнитополевой зависимости поперечного (холловского) сопротивления вырожденного двумерного электронного газа (ДЭГ) при достаточно низких температурах в сильных магнитных полях наблюдаются участки с неизменным сопротивлением или плато (рис. 1, *e*), 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 отсчета уровней Ландау от координаты, поэтому уровни Ландау «изгибаются» вверх вблизи края. Как известно, 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. Причем ток на противоположных берегах ДЭГ имеет противоположное направление, которое задается знаком квантующего магнитного поля.

Результаты и обсуждение

В магнитных полях, отвечающих середине плато КЭХ, в отсутствие тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах (рис. 1, *a — d*) в образце с геометрией холловского мостика (рис. 1, *f*). Знак и амплитуда пиков напряжения имеют случайный характер от образца к образцу (здесь используются неопубликованные данные В. А. Кульбачинского и Д. В. Похабова), эффект четный по магнитному полю (рис. 1, *a*). Если считать, что все потенциальные контакты эквивалентны, то нет никаких причин, которые могли бы привести к появлению указанных пиков напряжения. Мы считаем, что наличие пиков в области плато КЭХ связано с неэквивалентностью потенциальных контактов, а именно, с влиянием магнитного поля,

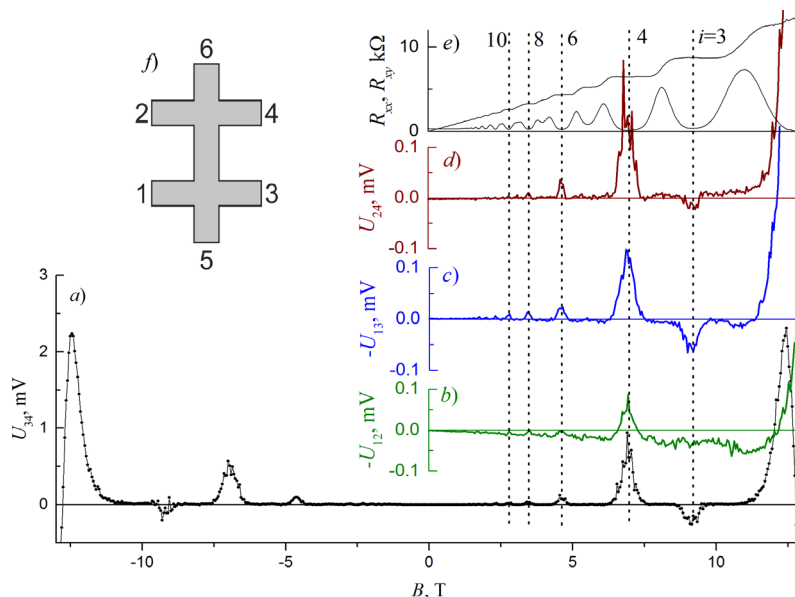


Рис. 1. Зависимости напряжения на потенциальных контактах холловского мостика от магнитного поля (*a — d*); зависимости продольного (R_{xx}) и холловского (R_{xy}) сопротивлений от магнитного поля, пунктирными линиями показаны области плато квантового эффекта Холла (*e*); схематичный вид холловского мостика. 1–4 — потенциальные контакты, 5–6 — токовые контакты (*f*)

создаваемого краевым током вблизи контакта, на краевой ток в контакте (аналог силы Ампера). Когда магнитное поле отвечает переходной области между плато КЭХ, появляются токи в объеме образца, и этот эффект пропадает.

Измерения напряжения в зависимости от силы тока в области плато КЭХ показали, что величина эффекта определяется полным краевым током

(краевой ток, определяемый внешним магнитным полем, + ток через образец), протекающим вблизи контакта.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования России (тема «Электрон»).

Структурные и оптические свойства плёнок сульфида мышьяка, полученных в условиях квазиравновесной плазмы, инициируемой лазерным оптическим пробоем

А. В. Нежданов^{1,*}, Р. А. Корнев², Д. Г. Фукина¹, В. Е. Скрунин², А. А. Ермаков²,
А. Р. Корнев⁴, А. А. Скрылев¹, Д. В. Шестаков¹, Л. М. Виноградова¹, Д. А. Усанов³,
А. И. Машин¹

¹ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

² ИХВВ РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603137

³ Paul Scherrer Institut, Forschungsstrasse 111, Villigen CH-5232, Switzerland

⁴ ИПМ РАН, ул. Белинского, 85, Нижний Новгород, 603024

* nezhdanov@phys.unn.ru

Исследование зависимости структуры плёнок сульфида мышьяка, полученных в условиях квазиравновесной плазмы, инициируемой лазерным оптическим пробоем, показало уменьшение доли структурных единиц, относящихся к β -As₄S₄ и γ -As₄S₄, при удалении подложки от мишени, в то время как состав изменяется слабо. Так же, при этом, обнаружено смещение края оптического поглощения в синюю область. Исследование поверхности методом электронной микроскопии показало формирование островков каплеобразной формы.

Введение

Интерес к получению и исследованию халькогенидных плёнок AsS связан с практической значимостью подобных систем для изготовления таких оптических элементов, как оптические волокна, планарные волноводы, оптические переключатели, волоконные усилители, а также элементы памяти на основе фазового перехода. Кроме того, обнаружено, что наночастицы на основе AsS имеют огромный потенциал практического применения в медицине в качестве маркеров раковых клеток, благодаря своим фотолюминесцентным свойствам [1–3].

В данной работе сделана попытка получения наноструктурированных плёнок сульфида мышьяка, полученных с применением плазмы, создаваемой оптическим пробоем Nd:YAG-лазера (LIDB), а также проведено исследование плазмохимического процесса, а именно — влияния физических и технологических параметров процесса на параметры получаемых халькогенидных наноструктур.

Методика эксперимента

Плёнки AsS были получены с применением плазмы, создаваемой оптическим пробоем Nd:YAG-лазера. Исследовалось влияние расстояния между

подложкой и областью фокусировки лазерного излучения на мишени на состав, структуру и оптические свойства получаемых плёнок сульфида мышьяка. Распыляемой мишенью служил слиток халькогенидного стекла с составом As₂S₃. В качестве материалов подложки использовались высокочистое кварцевое стекло и кристаллический кремний с размерами 10×10 мм.

Химический состав образцов определялся на сканирующем электронном микроскопе JSM IT-300LV (JEOL) с энергодисперсионным детектором — MaxN 20 (Oxford Instruments). Спектры комбинационного рассеяния (КРС) были получены с помощью системы NTEGRA Spectra (NT-MDT, Зеленоград) при комнатной температуре. Спектры КРС были получены в схеме на отражение в диапазоне 50–900 см⁻¹. Край оптического поглощения исследовался на основании спектров пропускания и отражения, полученных на двухлучевом спектрофотометре Cary 5000 (Varian).

Результаты и их обсуждения

Как показали исследования методом электронной микроскопии (рис. 1), поверхность получаемых плёнок имеет развитый рельеф с крупными, до 10 мкм, включениями каплевидной формы. Состав,

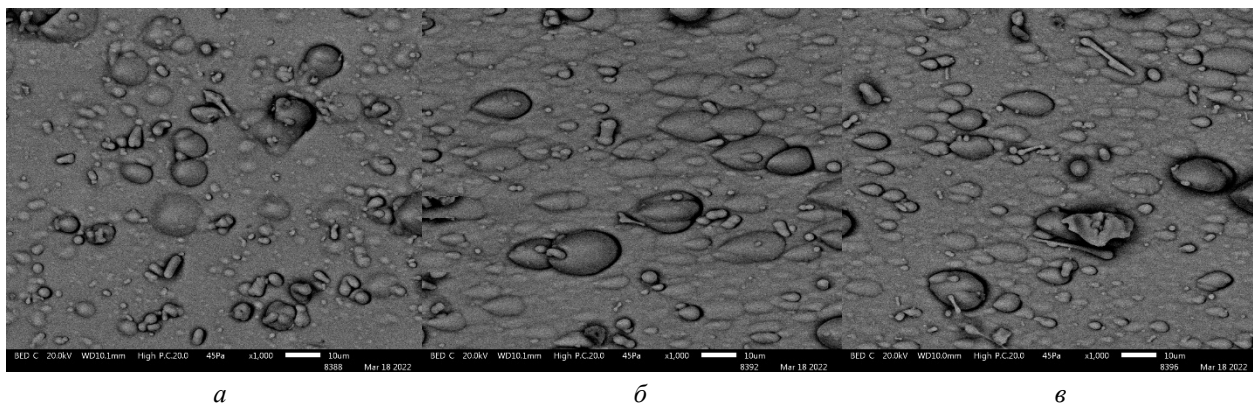


Рис. 1. Электронная микроскопия поверхности в зависимости от состава плёнки AsS: а — As₄₅S₅₅, б — As₄₆S₅₄, в — As₄₃S₅₇

в зависимости от расстояния до мишени, меняется немонотонно и находится в пределах 45 ат.% для мышьяка и 55 ат.% для серы, что отличается от состава мишени.

Структурные исследования, проведённые методом КРС, показали (рис. 2), что увеличение доли мышьяка в плёнке приводит к появлению пиков на частотах 132, 145, 153, 189 и двойного пика 225–234 cm^{-1} , что может свидетельствовать о наличии в плёнках структурных единиц As_4S_4 , относящихся к $\beta\text{-As}_4\text{S}_4$. Для составов $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$ и $\text{As}_{46}\text{S}_{54}$, наблюдается рост интенсивности пика на частоте 273 cm^{-1} , что говорит о наличии в плёнке структур As_4S_4 типа парареальгара ($\gamma\text{-As}_4\text{S}_4$).

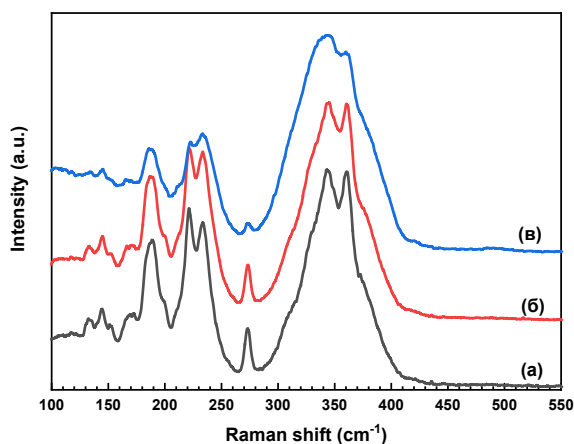


Рис. 2. Спектр КРС пленки AsS в зависимости от состава: а — $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$, б — $\text{As}_{46}\text{S}_{54}$, в — $\text{As}_{43}\text{S}_{57}$

Спектры, представленные на рис. 3, демонстрируют низкий уровень пропускания, не характерный для плёнок AsS, полученных другими методами, что связано с сильным рассеянием на неоднородностях

плёнки. Так же обнаружено смещение края оптического поглощения в синюю область, что связано с уменьшением доли структур $\beta\text{-As}_4\text{S}_4$ и $\gamma\text{-As}_4\text{S}_4$ в полученных плёнках на большем расстоянии мишени.

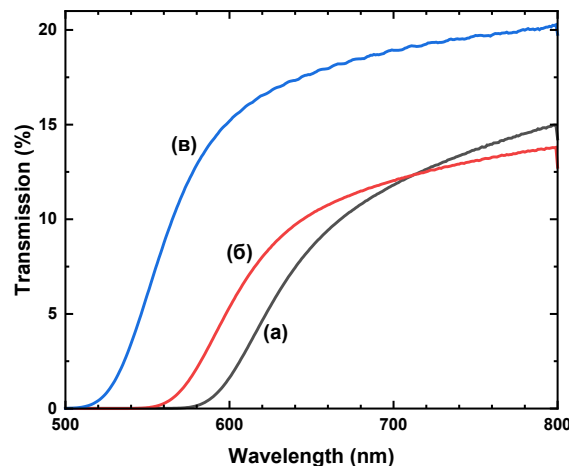


Рис. 3. Спектр пропускания пленки AsS в зависимости от состава: а — $\text{As}_{45}\text{S}_{55}$, б — $\text{As}_{46}\text{S}_{54}$, в — $\text{As}_{43}\text{S}_{57}$

В дальнейшем предполагается изменять параметры распыления с целью уменьшения размеров включения до нанометрового уровня, для их дальнейшего практического применения в диагностической медицине.

Литература

1. J. Z. Wang, M. Lin, T. Y. Zhang *et al.* // J. Am. Chem. Soc., **130**, 11596 (2008).
2. Y. Deng, H. Xu, K. Huang, X. Yang *et al.* // Pharmacol. Res., **44**, 513–518 (2001).
3. J. Z. Wu, P. C. Ho, Eur. J. Pharm. Sci., **29**, 35 (2006).

Влияние состава диэлектрической пленки на кремнии и способа ее нанесения на фотолюминесценцию системы диэлектрик / кремний, подвергнутой ионному облучению

А. А. Никольская*, Д. С. Королев, А. Н. Михайлов, А. И. Белов, А. А. Конаков, Д. А. Павлов, Д. И. Тетельбаум

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*nikolskaya@nifti.unn.ru

Получение светоизлучающих слоев кремния является одной из важнейших задач современной фотоники и оптоэлектроники. В настоящей работе показано формирование таких слоев с помощью имплантации ионов Kr^+ в диэлектрические пленки на кремнии. После имплантации и последующего высокотемпературного отжига в кремнии обнаружена интенсивная фотолюминесценция при длине волны ~ 1240 нм, которая предположительно относится к излучению нового, ранее не наблюдавшегося вида радиационных дефектов. Показано, что на наблюдаемую ФЛ оказывает влияние природа диэлектрической пленки на Si. Результаты интерпретируются с точки зрения влияния механических напряжений на образование излучательных центров и закономерности обнаруженной ФЛ.

Введение

Повышение излучательной способности кремния является одной из актуальных задач кремниевой фотоники. Одним из способов достижения этой цели, совместимым с традиционной планарной технологией, является стимулирование образования светоизлучающих центров в кремнии в процессе ионного облучения [1].

Ранее нами было показано [2], что при имплантации ионов Kr^+ в систему SiO_2/Si с последующим отжигом при $800^\circ C$, в кремнии возникает интенсивная фотолюминесценция (ФЛ) при длине волны ~ 1240 нм. Вместе с тем при таком облучении в подложке кремния на границе с пленкой SiO_2 обнаружены включения гексагональной фазы $9R-Si$, возникшие в результате фазового перехода, связанного с действием механических напряжений в поверхностном слое подложки Si.

В настоящей работе исследовано влияние состава диэлектрической пленки, при ионном облучении системы диэлектрик/кремний, на ФЛ при длине волны ~ 1240 нм.

Методика эксперимента

В качестве исходных использовались образцы Si (100) КЭФ-4.5, покрытые пленками SiO_2 , Al_2O_3 и Si_3N_4 , полученными методом магнетронного осаждения. Толщина пленок во всех исследуемых случаях составляла ~ 100 нм. Облучение ионами Kr^+ производилось при энергии 80 кэВ, с дозой $1 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} и последующим отжигом при $800^\circ C$ в потоке осушенного азота в течение 30 мин. Согласно расчету по программе SRIM, среднепроецированный пробег ионов Kr^+ составляет ~ 51 нм в SiO_2 , ~ 30 нм в Al_2O_3 и ~ 34 нм в Si_3N_4 (рис. 1).

Спектры ФЛ снимались при температуре 77 К при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны 408 нм, мощностью 10 мВт и диаметром светового пучка ~ 2 мм.

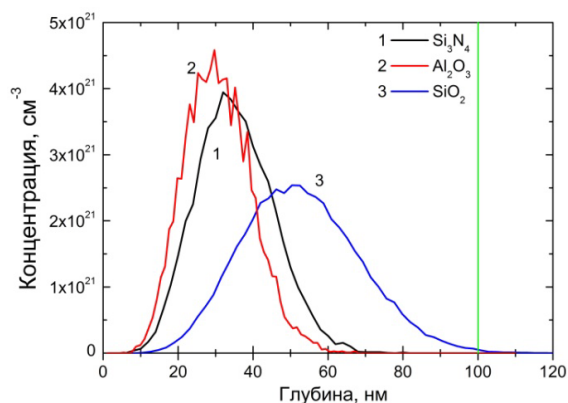


Рис. 1. Расчетные профили распределения ионов Kr^+ по глубине в различных пленках на кремнии: 1 — Si_3N_4 , 2 — Al_2O_3 , 3 — SiO_2

Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены спектры ФЛ образцов после облучения и отжига в диапазоне длин волн 1000–1600 нм. Видно, что для образцов с пленками SiO_2 и Al_2O_3 наблюдается максимум ФЛ при длине волны ~ 1240 нм, а для образца с пленкой Si_3N_4 во всем исследуемом диапазоне длин волн отсутствуют какие-либо линии ФЛ.

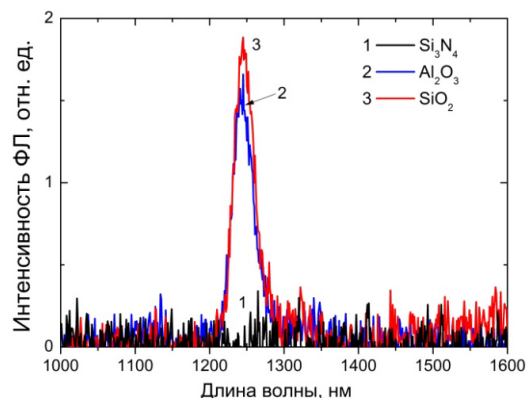


Рис. 2. ФЛ образцов после облучения и отжига: 1 — Si_3N_4 , 2 — Al_2O_3 , 3 — SiO_2

Несмотря на то, что при облучении системы «диэлектрическая пленка / кремний» до подложки долетает лишь малая часть ионов Kg^+ , в ней из-за этих ионов и атомов отдачи могут генерироваться вакансии и собственные междоузлия, которые при отжиге могут формировать устойчивые при комнатной температуре дефектные комплексы. Известно [1], что некоторые из дефектов образуют излучательные уровни в запрещенной зоне кремния, поэтому за излучение при длине волны ~ 1240 нм может быть ответственным один из таких дефектов.

Согласно литературным данным [3], близкими по длине волны являются светоизлучающие центры в кремнии типа W (при длине волны 1218 нм). Но для таких центров закономерности образования и ФЛ несколько отличаются от наблюдаемых в нашей работе. Так, максимальная температура отжига центров W составляет ~ 500 °С, а максимальная температура, при которой удастся измерить их ФЛ, ~ 40 К. В нашем же случае ФЛ при длине волны ~ 1240 нм наблюдается при отжиге 800 °С и температуре измерения 77 К. Исходя из этого мы предполагаем, что формируются оптически активные дефекты нового вида, по структуре сходные с W -центрами, но модифицированные благодаря различию величины, распределению и эволюции механических напряжений при нашем и «классическом» способе формирования светоизлучающих центров. Это влияет как на особенности процесса диффузии — дрейфа собственных междоузельных атомов Si, из которых формируются комплексы, так и на поле напряжений, действующих на комплексы. Красное смещение линии ФЛ W -центров наблюдалось ранее при имплантации инертных газов в кремний, при этом также увеличивалась температура диссоциации таких центров [4].

В нашем случае напряжения создаются как радиационными дефектами, так и пленкой, в которую внедрены ионы и которая имеет другой коэффициент термического расширения по сравнению с Si, причем для SiO_2 и Al_2O_3 последний выше, а для Si_3N_4 ниже, чем для Si. Кроме того, на напряжения приграничного с пленкой слоя Si могут оказывать влияние и атомы отдачи (кислород и кремний). Конечно, детальное выяснение действия этих факторов на ФЛ требует дальнейших исследований. Но сам факт термостабильности центров ФЛ и меньшей степени температурного гашения ФЛ по сравнению с «классическим» ионно-лучевым способом их создания важен с научной и практической точки зрения.

Финансирование

Работа выполнена в рамках Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. А. А. Никольская признательна за поддержку в рамках стипендии Президента РФ (СП-1894.2021.5).

Литература

1. J. M. Shainline, J. Xu // *Laser & Photon. Rev.*, V. 1(4), 334–348 (2007).
2. A. A. Nikolskaya, D. S. Korolev, A. N. Mikhaylov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* V. 113, 182103 (2018).
3. S. M. Buckley, A. N. Tait, G. Moody, *et al.* // *Opt. Exp.* V. 28(11), 16057 (2020).
4. V. D. Tkachev, A. V. Mudryi, N. S. Minaev // *Phys. Status Solidi.* V. 81, 313 (1984).

Электрическая накачка фотонных кристаллов с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si)

А. В. Новиков^{1,*}, В. Б. Шмагин¹, А. Н. Яблонский¹, Д. В. Юрасов¹, М. В. Степихова¹,
А. Н. Михайлов², Д. И. Тетельбаум², Е. Е. Родякина^{3,4}, Ж. В. Смагина³,
Е. Е. Морозова¹, Д. В. Шенгуров¹, С. А. Краев¹, П. А. Юнин¹, М. Н. Дроздов¹,
А. И. Белов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090

⁴ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, 630090

* anov@ipmras.ru

В работе представлены результаты по электрической накачке фотонных кристаллов (ФК) с наноструктурами Ge(Si) путем формирования планарных диодов на структурах «кремний на изоляторе». Легированные n^+ и p^+ области диодов были созданы с помощью локальной ионной имплантации фосфора и бора соответственно. Аморфизация имплантированных областей и их формирование не на всю толщину структуры позволило избежать диффузионного размытия островков при формировании диодов за счет понижения температуры отжига, необходимого для активации имплантированной примеси, со стандартных для кремниевой технологии $\geq 800^\circ\text{C}$ до 600°C . В результате при комнатной температуре в спектрах микроэлектролюминесценции полученных диодов со встроенными в i -область ФК наблюдаются линии, связанные со взаимодействием Ge(Si) островков с различными модами ФК.

Введение

Различные диэлектрические резонаторы, включая фотонные кристаллы (ФК), широко используются для повышения эффективности источников излучения на основе полупроводниковых структур, в том числе структур на основе Si [1]. При этом для практических применений предпочтительна электрическая накачка излучающих структур с резонаторами. Ранее для структур SiGe с самоформирующимися наноструктурами (далее для краткости — квантовыми точками, КТ) была продемонстрирована электрическая накачка ФК с микрорезонатором за счет создания планарных диодов с помощью локальной ионной имплантации примесных атомов [2]. Однако высокие ($\geq 1000^\circ\text{C}$) температуры отжига, используемые для активации имплантированной примеси, приводили к диффузионному размытию КТ и, как следствие, к существенному падению интенсивности их люминесценции при комнатной температуре [2].

В данной работе продемонстрирована возможность создания на структурах с Ge(Si) КТ планарных диодов, при формировании которых не используются температуры выше 600°C , температуры роста КТ. В результате формирование диодов не оказывает влияния на положение и интенсивность сигнала люминесценции КТ при комнатной температуре. Продemonстрировано, что встраивание ФК в i -область полученных диодов ведет к существенному возрастанию интенсивности сигнала электролюминесценции КТ, что обусловлено их взаимодействием с различными модами ФК.

Результаты и обсуждение

Планарные p^+i-n^+ -диоды с двумерными ФК, встроенными в i -область, были сформированы на структурах с Ge(Si) КТ, выращенными методом МПЭ при 600°C на подложках «кремний на изоляторе» (рис. 1). Локальные легированные n^+ - и p^+ -области создавались последовательной имплантацией ионов фосфора и бора соответственно, через маску

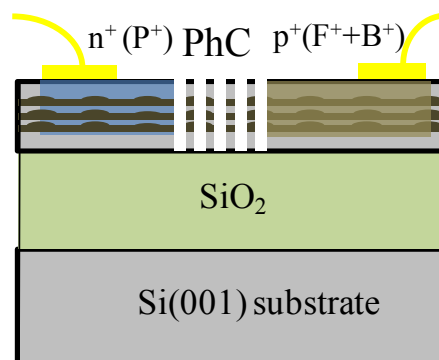


Рис. 1. Схематическое представление сформированных планарных диодов с ФК (PhC)

из фоторезиста. Для понижения температуры отжига имплантированных областей со стандартных для кремниевой технологии $T = 800^\circ\text{C} \div 1100^\circ\text{C}$ до 600°C использовалась твердофазная рекристаллизация. Для этого доза и энергия ионов P^+ выбирались таким образом, чтобы в результате имплантации был аморфизован приповерхностный слой структуры толщиной ~ 150 нм, при суммарной толщине структуры над окислом в 250 нм. В случае имплантации ионов B^+ для аморфизации использовалась предварительная имплантация ионов F^+ на такую же глубину. В результате после имплантации примесей на границе структуры и захороненного окисла сохранялся кристаллический слой Si толщиной ~ 100 нм (рис. 1), который служил затравочным слоем при твердофазной рекристаллизации. Рентгенодифракционные исследования показали восстановление кристаллического состояния имплантированных областей уже после 3–5-минутного отжига при 600°C в атмосфере N_2 . В качестве тестовых структур использовались диоды, дополнительно отожженные в течение 10 с при 1000°C . Длина i -области в диодах варьировалась от 4 до 20 мкм. В i -области диодов с помощью электронной литографии и плазмохимического травления были сформированы ФК с такими параметрами, чтобы обеспечить попадание в спектральную область

люминесценции Ge(Si) КТ или высокочастотных мод связанных состояний в континууме (ВКС-мод [1]), или низкочастотных радиационных мод.

Согласно измерениям спектров микрофотолюминесценции (μ -PL) при комнатной температуре отжиг диодов при 600 °С не оказывал заметного влияния на сигнал люминесценции Ge(Si) КТ, в то время как отжиг при 1000 °С приводил к сдвигу этого сигнала в область больших энергий и существенному падению его интенсивности. Это указывает на диффузионное размытие Ge(Si) КТ при высокотемпературном отжиге. В спектрах μ -PL от ФК в диодах, отожженных при 600 °С, наблюдались линии, связанные с различными модами ФК, в том числе узкие линии, обусловленные взаимодействием КТ с ВКС-модами (рис. 2). Интенсивность этих линий падала с уменьшением длины i -области (рис. 2), что связывается с негативным влиянием контактных, сильно легированных областей на излучательную рекомбинацию носителей заряда в КТ.

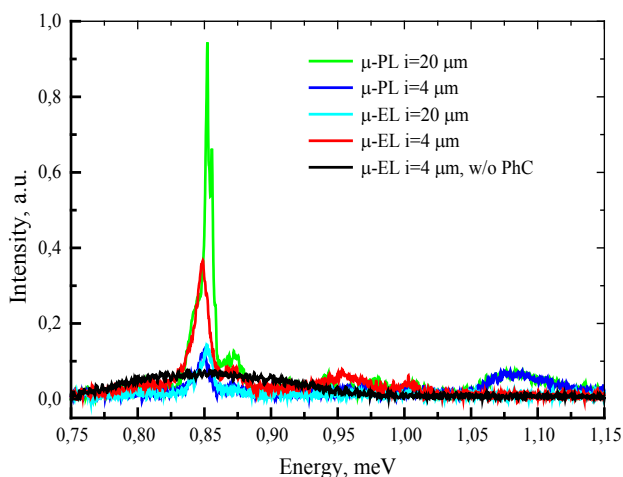


Рис. 2. Спектры μ -PL и μ -EL ФК, встроенных в i -области разной длины. Спектры измерены при комнатной температуре при накачке ~ 10 мВт

Все сформированные структуры демонстрировали диодные ВАХ. При этом с увеличением длины i -области ток через диод уменьшался. На величину прямого тока существенное влияние оказывали также полярность и величина напряжения, подаваемого на Si(001) подложку. В спектрах микроэлектродлюминесценции (μ -EL), измеренных при комнатной температуре при подаче положительного смещения на подложку, наблюдался сигнал от ФК, который спектрально совпадал с сигналом μ -PL (рис. 2). В отличие от μ -PL, интенсивность сигнала μ -EL возрастала с уменьшением длины i -области (рис. 2), что обусловлено более эффективной электрической накачкой ФК в диодах с короткой базой. В результате для диодов с i -областью длиной 4 мкм при близкой мощности накачки ($U = 4$ В, $I = 2.4$ мА) интенсивность сигнала μ -EL заметно превосходила интенсивность сигнала μ -PL (рис. 2). При этом интенсивность сигнала от диодов с ФК значительно выше, чем от диодов без ФК.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. Авторы благодарят ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН и ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании и В. К. Васильева, Ю. А. Дудина и Д. В. Гусейнова за проведение ионной имплантации.

Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2022-316).

Литература

1. S. A. Dyakov, M. V. Stepikhova, A. A. Bogdanov *et al.* // *Las. & Phot. Rev.*, **15**, 2000242 (2021).
2. X. Xu, T. Chiba, T. Nakama, *et al.* // *Appl. Phys. Express*, **5**, 102101 (2012).

Управления ВИС-состояниями в двумерных фотонных кристаллах с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками

А. В. Новиков^{1,*}, М. В. Степихова¹, С. А. Дьяков², М. В. Шалеев¹, А. В. Перетокин¹,
В. А. Вербус¹, Е. В. Скороходов¹, Ж. В. Смагина³, Е. Е. Родякина³, Д. Е. Уткин^{3,4},
З. Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

⁴ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, 630090

*apov@ipmras.ru

В работе продемонстрирована возможность изменения спектрального положения, симметрии и дисперсионных зависимостей мод фотонных кристаллов (ФК) за счет изменения симметрии расположения отверстий в элементарной ячейке ФК. Показано, что для ФК с гексагональной решеткой, сформированных на структурах с Ge(Si) островками путем уменьшения угла смещения отверстий в соседних рядах ФК с 60° до 35° , можно реализовать ситуацию, когда в спектральный диапазон люминесценции островков попадает только одна высокодобротная ВИС-мода. Взаимодействие островков с этой модой приводит к значительному росту их сигнала люминесценции при комнатной температуре.

Введение

В последнее время наблюдается рост интереса к использованию фотонных кристаллов (ФК) для управления излучением различных активных сред. Во многом это связано с высокодобротными, так называемыми «модами связанных состояний в континууме» (bound state in the continuum, ВИС) [1, 2]. Для различных практических применений необходимо контролируемо менять параметры этих мод: спектральное положение, вырождение, дисперсионную зависимость, взаимодействие с соседними модами и др. Такая возможность реализуется как путем простого изменения периода и размера отверстий в ФК с заданной симметрией расположения отверстий, его формирующих [1], так и путем изменения симметрии ФК и размера его элементарной ячейки [2, 3].

Ранее было продемонстрировано, что взаимодействие Ge(Si) самоформирующихся nanoостровков (далее для краткости — квантовых точек, КТ) с различными ВИС-модами ФК с гексагональной решеткой приводит к существенному увеличению интенсивности сигнала ФЛ от КТ при комнатной температуре [1, 4]. Однако для ФК такого типа не удается реализовать взаимодействие КТ только с одной ВИС-модой, так как в спектральную область ФЛ КТ при любых параметрах ФК попадает несколько мод [1, 4]. В данной работе исследуется влияние взаимного расположения отверстий в соседних рядах ФК с гексагональной решеткой на спектральное положение мод ФК. Показано, что уменьшением угла смещения отверстий в соседних рядах ФК с 60° до 35° можно реализовать ситуацию, когда в спектральный диапазон люминесценции КТ попадает только одна ВИС-мода.

Результаты и обсуждение

Исследованные фотонные кристаллы с гексагональной решеткой были сформированы с помощью электронной литографии и плазмохимического травления на структуре с Ge(Si) КТ, выращенной методом МПЭ при 600°C на подложке «кремний на изоляторе». Глубина травления отверстий ФК совпадала с

толщиной структуры над окислом (265 нм). Варьировался период ФК (a) и угол расположения отверстий в соседних рядах ФК (α) (рис. 1).

Изменение угла α понижает симметрию ФК, что должно отразиться на физической природе мод ФК и их свойствах [2]. В частности, расчеты дисперсионной зависимости излучательной способности мод ФК, выполненные фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [5], показали (см. рис. 1), что с уменьшением угла α снимается вырождение для дублетных мод и уменьшается количество мод ФК. Для ФК с $\alpha = 35^\circ$ остается всего две моды, одна из которых является ВИС-модой, а другая — радиационной. При этом в спектральную полосу сигнала ФЛ Ge(Si) КТ попадает только одна ВИС-мода (см. рис. 1).

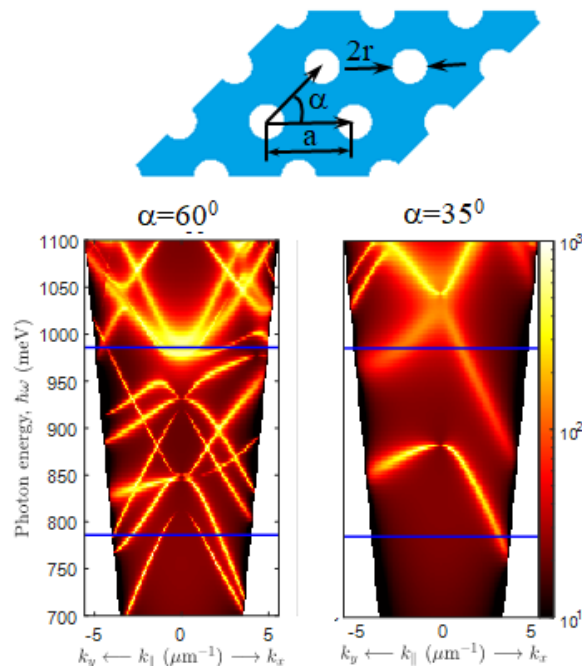


Рис. 1. Вверху — схематическое представление исследованных ФК. Внизу — рассчитанная дисперсионная зависимость излучательной способности мод ФК с $a = 600$ нм, $r/a = 0.2$, $\alpha = 60^\circ$ (слева) и $\alpha = 30^\circ$ (справа). Синими линиями ограничена спектральная полоса сигнала ФЛ Ge(Si) КТ

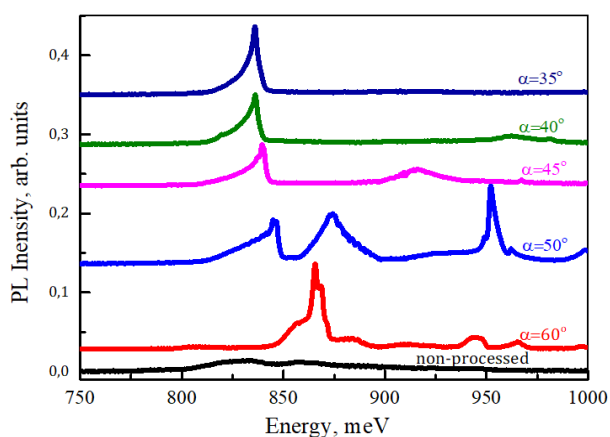


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ области вне ФК (non-processed) и ФК с $a = 600$ нм, $r/a \sim 0.22$ с различными значениями угла α . Угол сбора сигнала ФЛ составлял 15°

Спектры микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) сформированных ФК, измеренные при комнатной температуре с использованием установки, описанной в [1], подтвердили результаты расчетов мод ФК (рис. 2). В спектре от области вне ФК при комнатной температуре наблюдается слабый сигнал ФЛ от Ge(Si) КТ в области 800–950 мэВ. Взаимодействие КТ с модами ФК приводит к существенному росту этого сигнала. Для исследованного ФК с $\alpha = 60^\circ$ (ФК с гексагональной решеткой) взаимодействие КТ происходит со спектрально близко расположенными дублетной и синглетной ВИС модами (рис. 1), что ведет к появлению в спектре нескольких интенсивных линий (см. рис. 2), спектральное разрешение которых возможно при малых углах сбора сигнала микро-ФЛ [2, 4]. Уменьшение угла α до 50° снимает вырождение для дублетной моды и меняет характер части высокодобротных ВИС-мод на низкодобротные, радиационные моды. В результате в спектре ФК с $\alpha = 50^\circ$ в области 800–900 мэВ наблюдаются две линии разной формы и ширины. Дальнейшее уменьшение α до 35° ведет к сильному сдвигу более высокоэнергетичной

линии в область больших энергий, в результате чего он выходит из спектральной области сигнала ФЛ КТ. Низкоэнергетичная же линия с изменением α испытывает лишь небольшое смещение в область меньших энергий. В результате для ФК с $\alpha = 35^\circ$ в спектрах микро-ФЛ остается лишь одна интенсивная, достаточно узкая линия (см. рис. 2), которая связана взаимодействием КТ с ВИС-модой, имеющей сильную дисперсионную зависимость (см. рис. 1). Рост интенсивности этой линии и уменьшение ее ширины могут быть достигнуты за счет определения параметров ФК, при которых связанная с ней ВИС-мода имела бы слабую дисперсионную зависимость в окрестности Г-точки ФК [2, 3].

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. Авторы благодарят ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН и ЦКП ВТАН НГУ за проведение измерений на научном оборудовании.

Финансирование

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2022-316).

Литература

1. S. A. Dyakov, M. V. Stepikhova, A. A. Bogdanov *et al.* // *Las. & Phot. Rev.* **15**, 2000242 (2021).
2. A. C. Overvig, S. C. Malek, M. J. Carter *et al.* // *Phys. Rev.* **102**, 035434 (2020).
3. A. C. Overvig, S. Shrestha, N. Yu // *Nanophotonics* **7**, 1157 (2018).
4. M. V. Stepikhova, S. A. Dyakov, A. V. Peretokin *et al.* // *Nanomaterials* **12**, 2687 (2022).
5. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov *et al.* // *Physical Review B*, V. 66, 045102 (2002).

Проявление поверхностных состояний в магнитном отклике тонких флейков топологических полуметаллов

Н. Н. Орлова*, А. А. Авакьянц**, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятков

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
* honna@issp.ac.ru, ** avakyants@issp.ac.ru

В работе экспериментально обнаружено проявление поверхностных состояний электронной структуры в тонких флейках 3D топологических полуметаллов в магнитном отклике. Показано, что для магнитного вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ наблюдается наличие второй (поверхностной) температурно-стабильной фазы во всем диапазоне исследованных температур 80–200 К. С помощью анализа кривых размагничивания первого порядка впервые удалось установить, что поверхностная фаза существует и стабильна, в том числе и вдали от точки Кюри, где превалирует отклик от объемной магнитной фазы. Аналогичное поведение наблюдается и для магнитного топологического полуметалла с узловой линией Fe_3GeTe_2 (FGT). Мы связываем продемонстрированный нами магнитный поверхностный отклик с поверхностными состояниями, при этом топологическая защита таких состояний обеспечивает высокую температурную стабильность данной магнитной фазы.

Введение

Для топологических полуметаллов характерно наличие поверхностных состояний в электронном спектре, которые характеризуются линейным законом дисперсии. Такие состояния в объемных кристаллах топологических полуметаллов реализуются за счет нарушения пространственной симметрии либо симметрии по обращению времени и обладают топологической защищенностью. В частности, вейлевские полуметаллы из-за нарушения симметрии и снятия вырождения по спину характеризуются наличием четного числа точек касания зон (вейлевских узлов) с разной киральностью. В этом случае поверхностные состояния образуют так называемые Ферми арки в поверхностной зоне Бриллюэна, представляющие соединение проекций вейлевских узлов с разной киральностью. При этом ключевой экспериментальной задачей является выделение вклада поверхностных состояний в свойства полуметалла, в условиях наличия значительной объемной проводимости таких материалов [1–3].

В магнитных топологических полуметаллах в силу корреляции импульса и спина (spin-momentum locking) поверхностные состояния приводят к появлению поверхностных магнитных текстур [4–7]. Такие текстуры можно рассматривать как часть более широкого класса, известного как скирмионные магнитные структуры. Обычно скирмионы наблюдают на поверхности магнитных материалов с помощью локальных методов визуализации в больших магнитных полях вблизи температуры Кюри, при этом считается, что они дают незначительный вклад в магнитное поведение материала [8–10].

Полученные результаты

В данной работе мы продемонстрировали наличие вклада поверхностных состояний в магнитном отклике в широком интервале температур от 80 К до 200 К в топологических полуметаллах $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ и Fe_3GeTe_2 , в том числе при температурах много ниже температуры Кюри.

Для тонких флейков магнитного вейлевского полуметалла $\text{Co}_3\text{Sn}_2\text{S}_2$ при температурах 80–120 К в магнитном отклике доминировал вклад объемной

магнитной структуры кристалла, который демонстрирует заметное подавление при повышении температуры. При высоких температурах в магнитном отклике проявляется вклад второй магнитной фазы, который демонстрирует высокую температурную стабильность и поэтому сильнее выражен в общем отклике при приближении к температуре Кюри (177 К). Вид кривых перемагничивания второй фазы характерен для скирмионных структур, что позволяет связать эту фазу с магнитными свойствами поверхности. В нашем эксперименте мы впервые применили к магнитным топологическим полуметаллам анализ кривых размагничивания первого порядка и продемонстрировали наличие второй (поверхностной) температурно-стабильной фазы во всем диапазоне исследованных температур, в том числе вдали от точки Кюри. Полностью аналогичное поведение показано для тонких флейков магнитного топологического полуметалла с узловой линией Fe_3GeTe_2 в несколько другом температурном интервале.

Оба полуметалла имеют разную кристаллическую структуру, химический состав, особенности электронного спектра, общим для этих магнитных топологических полуметаллов является только наличие топологических поверхностных состояний, приводящих к появлению магнитной поверхностной текстуры. По этой причине, мы связываем продемонстрированный нами магнитный поверхностный отклик с поверхностными состояниями, при этом топологическая защита таких состояний обеспечивает высокую температурную стабильность данной магнитной фазы. Таким образом, мы экспериментально продемонстрировали вклад поверхностных состояний даже на фоне значительного объемного отклика магнитных топологических полуметаллов.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Российской государственной академии наук № 23-22-00142, <https://rscf.ru/project/23-22-00142/>.

Литература

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, A. Vishwanath // Rev. Mod. Phys. 2018, 90, 015001.

2. Qi Wang, Yuanfeng Xu, Rui Lou, Zhonghao Liu, Man Li, Yaobo Huang, Dawei Shen, Hongming Weng, Shancai Wang and Hechang Lei // *Nature Communications*. 2018, 9, 3681.
3. X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath, S. Y. Savrasov // *Phys. Rev. B*. 2011, 83, 205101.
4. J. Jiang, F. Tang, X. C. Pan, H. M. Liu, X. H. Niu, Y. X. Wang, D. F. Xu, H. F. Yang, B. P. Xie, F. Q. Song, P. Dudin, T.K. Kim, M. Hoesch, P.K. Das, I. Vobornik, X. G. Wan, and D. L. Feng // *Phys. Rev. Lett.* 2015, 115, 166601.
5. D. Rhodes, S. Das, Q. R. Zhang, B. Zeng, N. R. Pradhan, N. Kikugawa, E. Manousakis, and L. Balicas // *Phys. Rev. B*. 2015, 92, 125152.
6. Y. Wang, K. Wang, J. Reutt-Robey, J. Paglione, and M. S. Fuhrer // *Phys. Rev. B*. 2016, 93, 121108.
7. Su-Yang Xu, Chang Liu, Satya K. Kushwaha, Raman Sankar, Jason W. Krizan, Ilya Belopolski, Madhab Neupane, Guang Bian, Nasser Alidoust, Tay-Rong Chang, Horng-Tay Jeng, Cheng-Yi Huang, Wei-Feng Tsai, Hsin Lin, Pavel P. Shibayev, Fang-Cheng Chou, Robert J. Cava, and M. Zahid Hasan // *Science*. 2014, 347 (6219), 294–298.
8. Myung-Geun Han, Joseph A. Garlow, Yu Liu, Huiqin Zhang, Jun Li, Donald DiMarzio, Mark W. Knight, Cedomir Petrovic, Deep Jariwala and Yimei Zhu // *Nano Lett.* 2019, 19, 11, 7859–7865.
9. Bei Ding, Zefang Li, Guizhou Xu, Hang Li, Zhipeng Hou, Enke Liu, Xuekui Xi, Feng Xu, Yuan Yao, and Wenhong Wang // *Nano Lett.* 2020, 20, 868–873.
10. Giang D. Nguyen, Jinhwan Lee, Tom Berlijn, Qiang Zou, Saban M. Hus, Jewook Park, Zheng Gai, Changgu Lee, and An-Ping Li // *Physical Review B*. 2018, 97, 014425.

Фотолюминесценция легированных кремнием гетероструктур AlGaN/AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира и карбида кремния

И. В. Осинных^{1,2,*}, Т. В. Малин¹, Д. С. Милахин¹, К. С. Журавлёв¹

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

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

* igor-osinnykh@isp.nsc.ru

В настоящей работе проведены результаты исследования легированных кремнием гетероструктур $Al_{0.9}Ga_{0.1}N/AlN$, выращенных на подложках Al_2O_3 и SiC методами стационарной и время-разрешенной фотолюминесценции. Смещение максимума фиолетовой полосы фотолюминесценции в структурах, выращенных на подложках SiC, в сторону высоких энергий и более высокая скорость затухания этой полосы по сравнению со структурами на подложках Al_2O_3 дают основания полагать, что при росте на подложках SiC выше величина сжимающих биаксиальных латеральных напряжений и более эффективное встраивание кремния в $Al_{0.9}Ga_{0.1}N$.

Введение

Нитриды металлов III группы AlN и GaN и их твердые растворы $Al_xGa_{1-x}N$ являются прямозонными полупроводниками, обладающими уникальными свойствами и интенсивно исследующимися с целью создания светодиодов и фотодетекторов ультрафиолетового спектрального диапазона, СВЧ транзисторов и резонансно туннельных диодов. Из-за недоступности родных подложек III-нитриды выращивают на подложках сапфира (Al_2O_3), кремния (Si) и карбида кремния (SiC). Для создания приборов эпитаксиальные слои III-нитридов обычно легируются. В качестве донорной примеси традиционно используется кремний, образующий мелкий уровень в данных полупроводниках. При сильном легировании кремнием эпитаксиальных слоев $Al_xGa_{1-x}N$ с массовой долей Al > 0.6 наблюдается появление интенсивной широкополосной люминесценции в видимом спектральном диапазоне [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния уровня легирования и используемых подложек на фотолюминесценцию (ФЛ) гетероструктур $Al_xGa_{1-x}N/AlN$ в видимом спектральном диапазоне.

Методики эксперимента

Объектами исследования выступили гетероструктуры $Al_{0.9}Ga_{0.1}N/AlN$, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака на (0001) ориентированных подложках на установке СВЕ-32 фирмы Ribier. Были выращены две серии гетероструктур, отличающиеся подложками: двусторонне полированные пластины Al_2O_3 и односторонне полированные пластины SiC. Легирование слоев осуществлялось кремнием из газового источника моносилана, разбавленного азотом в соотношении 7/100, внутри каждой серии были выращены гетероструктуры при низком (1 sccm) и высоком (3 sccm) потоке моносилана. Стационарная и нестационарная ФЛ возбуждалась 4-й гармоникой импульсного (длительность импульса 7 нс) Nd:YLF лазера ($\lambda = 263$ нм) при комнатной температуре.

Результаты и обсуждение

Рисунок 1 демонстрирует спектры ФЛ гетероструктур $Al_{0.9}Ga_{0.1}N/AlN$ обеих серий. В спектрах всех гетероструктур доминирует широкая фиолетовая полоса, спектры гетероструктур на Al_2O_3 подложках отличались наличием слабой красной полосы с положением максимума около 2.0 эВ, которой нет у структур на подложках SiC. В табл. 1 приведено положение максимума фиолетовой полосы в зависимости от уровня легирования и типа подложки. Внутри каждой серии повышение уровня легирования приводит к смещению максимума полосы на величину около 40 мэВ в сторону низких энергий, что может быть обусловлено ростом растягивающих напряжений при встраивании атомов кремния в кристаллическую решетку $Al_{0.9}Ga_{0.1}N$ [3]. При одинаковом уровне легирования максимум полосы у гетероструктур на SiC подложках смещен на величину около 30 мэВ в сторону высоких энергий по сравнению с гетероструктурами на Al_2O_3 подложках, что может означать большую величину сжимающих биаксиальных латеральных напряжений в слоях $Al_{0.9}Ga_{0.1}N$ при росте на SiC.

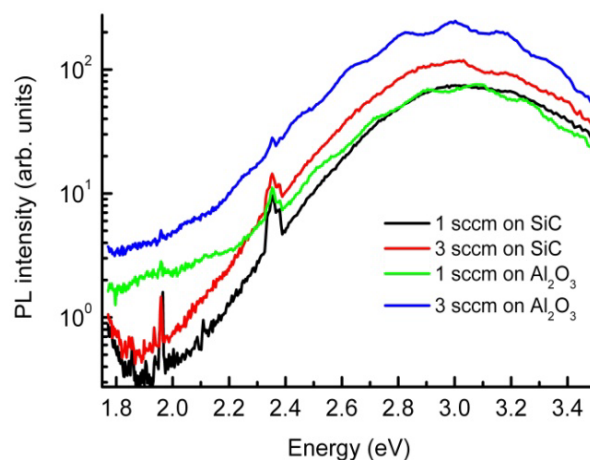


Рис. 1. Спектры ФЛ гетероструктур $Al_{0.9}Ga_{0.1}N/AlN$, выращенных на подложках Al_2O_3 и SiC при низком (1 sccm) и высоком (3 sccm) потоке моносилана

Таблица 1. Положение максимума фиолетовой полосы ФЛ $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}/\text{AlN}$, выращенных на подложках Al_2O_3 и SiC при низком (1 sccm) и высоком (3 sccm) потоке моносилана

Поток моносилана, sccm	SiC	Al_2O_3
1	3.07	3.04
3	3.03	3.0

Рисунок 2 демонстрирует кривые затухания ФЛ гетероструктур $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}/\text{AlN}$ обеих серий при энергии регистрации 2.82 эВ, близкой к положению максимума фиолетовой полосы ФЛ. Затухание ФЛ происходит неэкспоненциально на протяжении сотен миллисекунд, измеренные кривые можно аппроксимировать показательной функцией вида $y = Ax^{-b}$, что типично для донорно-акцепторной рекомбинации. В табл. 2 приведены значения показателя степени b из аппроксимации в зависимости от уровня легирования и типа подложки. Внутри обеих серий величина показателя степени увеличивается при росте уровня легирования, то есть, кинетика затухания ускоряется.

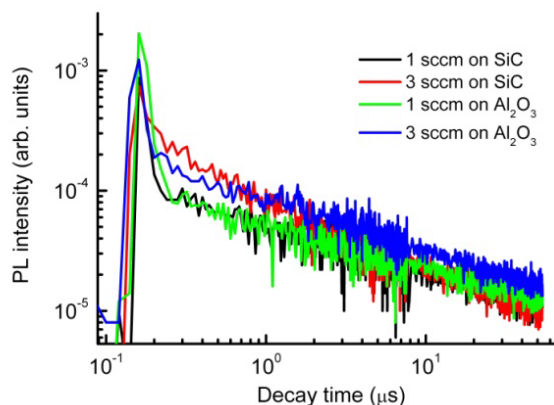


Рис. 2. Кривые затухания ФЛ гетероструктур $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}/\text{AlN}$, выращенных на подложках Al_2O_3 и SiC при низком (1 sccm) и высоком (3 sccm) потоке моносилана при энергии регистрации 2.82 эВ

Таблица 2. Показатель степени в аппроксимации кривых затухания фиолетовой полосы ФЛ $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}/\text{AlN}$, выращенных на подложках Al_2O_3 и SiC при низком (1 sccm) и высоком (3 sccm) потоке моносилана

Поток моносилана, sccm	SiC	Al_2O_3
1	0.39	0.36
3	0.62	0.42

Это обусловлено тем, что по мере увеличения концентрации доноров уменьшается расстояние в донорно-акцепторных парах, что приводит к увеличению вероятности рекомбинации. При одинаковом уровне легирования показатель степени ФЛ выше для гетероструктур на SiC подложках, по сравнению с гетероструктурами на Al_2O_3 подложках, что может означать более эффективное встраивание легирующей примеси и более высокую концентрацию доноров в для гетероструктурах на подложках SiC.

Финансирование

Государственное задание «Аммиачная молекулярно-лучевая эпитаксия GaN гетероструктур на подложках кремния для силовых и СВЧ-транзисторов» (код темы FWGW-2022-0015).

Литература

1. P. A. Bokhan, P. P. Gugin, Dm. E. Zakrevsky, K. S. Zhuravlev, T. V. Malin, I. V. Osinnykh, V. I. Solomonov and A. V. Spirina // *J. Appl. Phys.*, **116**, 113103 (2014).
2. I. V. Osinnykh, T. V. Malin, D. S. Milakhin, V. F. Plyusnin and K. S. Zhuravlev // *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**, SCCB27 (2019).
3. V. V. Ratnikov, R. N. Kyutt, A. N. Smirnov, V. Yu. Davydov, M. P. Scheglov, T. V. Malin and K. S. Zhuravlev // *Crystallogr. Rep.*, **58**, 1023 (2013).

Обработка поверхности арсенида галлия после травления в плазме хлорпентафторэтана

А. И. Охупкин*, С. А. Краев, В. М. Данильцев, М. Н. Дроздов, С. А. Королев, М. В. Зорина

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087
* roa89@ipmngas.ru

В работе представлены четыре различных метода обработки поверхности арсенида галлия после травления в плазме хлорпентафторэтана; исследованы стехиометрия верхнего слоя, шероховатость, наличие загрязнений. На основе полученных данных предложен наиболее оптимальный способ очистки поверхности GaAs от химических примесей.

Введение

Хлорпентафторэтан (C_2F_5Cl) — один из реагентов, используемый в процессах плазмохимического травления арсенида галлия, позволяющий получить профиль структуры с вертикальными стенками. В предыдущей работе [1] показано, что в результате травления GaAs в плазме C_2F_5Cl не происходит нарушение стехиометрии приповерхностного слоя. Однако при этом на поверхности GaAs остаются следы кислорода и фтора; а также хлора, водорода, углерода и серы, содержание которых на порядок меньше. В данной работе для их удаления предложены четыре метода обработки: жидкостное травление в $NH_4OH/H_2O_2/H_2O$, *in situ* травление в хлорной плазме, *ex situ* травление в водородной плазме и термический отжиг в потоке арсина. Оценивалось остаточное содержание примесей и шероховатость поверхности.

Методика эксперимента

Использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Анализ поверхности GaAs после травления в плазме C_2F_5Cl выполнен методами вторично-ионной масс-спектрометрии, ВИМС (масс-спектрометр «TOF.SIMS-5/100»), сканирующей электронной микроскопии, СЭМ (микроскоп «Ево 10»), оптической интерферометрии белого света (измерительная система «Talysurf CCI 2000») и атомно-силовой микроскопии, АСМ (сканирующий зондовый микроскоп NTEGRA PRIMA). Термический отжиг GaAs в потоке арсина проводился в кварцевом реакторе на установке MOCVD Epiquip VP-502RP. Плазмохимическое травление GaAs в водородной плазме выполнено на установке Oxford PlasmaLab 80.

Результаты и обсуждение

Среди представленных методов одним из наилучших оказался способ жидкостного травления GaAs на небольшую глубину (порядка 150 нм), при котором произошло значительное уменьшение содержания практически всех примесей (рис. 1) без развития шероховатости. Данный метод позволяет удалить с поверхности арсенида галлия тонкий верхний загрязненный слой, исключая подтрав под маску. Однако полностью очистить образец от загрязнений этим способом невозможно, поскольку часть примесей остается на боковых стенках профиля.

Field of view: 150.4 x 150.4 μm^2

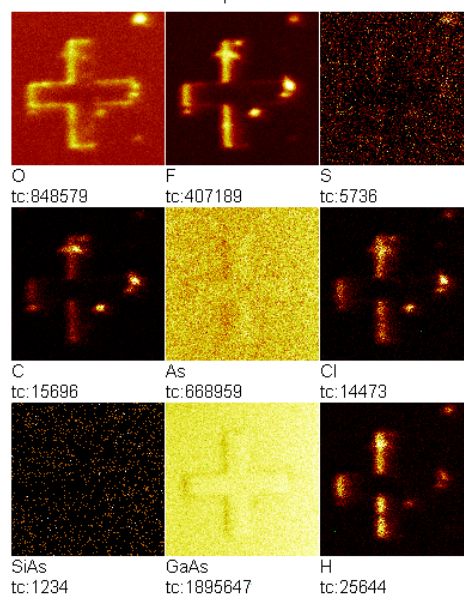


Рис. 1. Распределение вторичных ионов элементов по поверхности арсенида галлия (полученное ВИМС) после дополнительного жидкостного травления в $NH_4OH/H_2O_2/H_2O$

Термический отжиг в потоке арсина в течение десяти минут при 700 °C способствовал очищению поверхности GaAs от следов фтора и хлора; в меньшей степени от водорода и углерода, а содержание кислорода при этом осталось на прежнем уровне. Арсин в процессе отжига был необходим для сохранения стехиометрии поверхностного слоя.

Ex situ плазмохимическое травление GaAs в водороде в течение пяти минут привело к практически полному удалению остатков кислорода, хлора и фтора ввиду образования летучих продуктов и их откачки из реактора. Важно отметить, что содержание водорода на всей поверхности не изменилось (обработка проводилась после снятия маски). В то же время, несмотря на использование малой мощности ёмкостного разряда, очистка GaAs в H_2 -плазме все же способствовала некоторому росту шероховатости (рис. 2).

Наихудшим оказался метод *in situ* травления в хлорной плазме при малой ёмкостной мощности. После воздействия плазмы произошло нарушение стехиометрии приповерхностного слоя и сильное развитие шероховатости (рис. 3). Другим следствием обработки являлось многократное увеличение всех примесей на поверхности арсенида галлия, как на стенках, так и на дне протравленных элементов. Следует

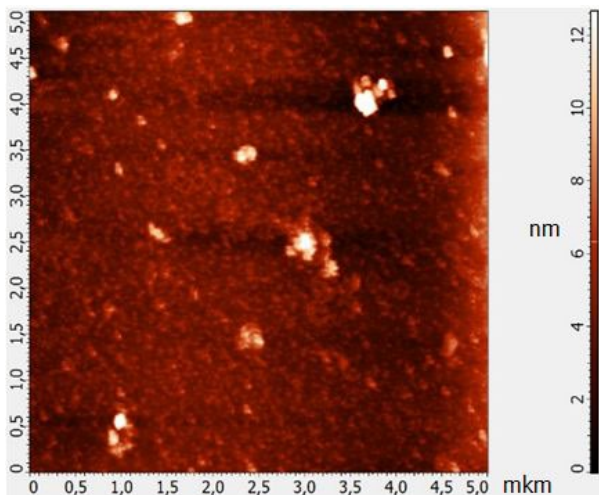


Рис. 2. Рельеф поверхности арсенида галлия после дополнительной обработки в плазме H_2 (изображение с АСМ)

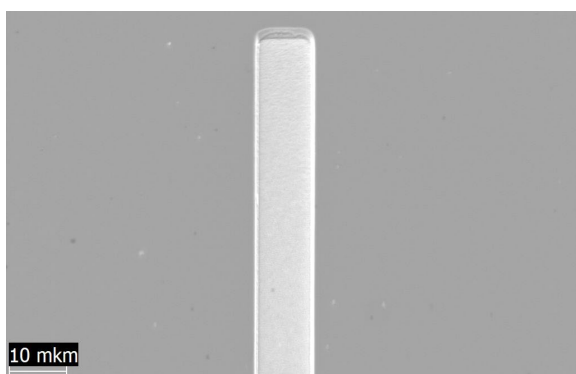


Рис. 3. СЭМ-изображение поверхности травления арсенида галлия после обработки в плазме Cl_2 . Отчетливо видно шероховатое дно у протравленной канавки

отметить, что большая часть этих примесей, скорее всего, уже содержалась в реакторе после основного травления. Проведение последующего процесса без очистки реакционной камеры даже при небольшой мощности способствовало попаданию данных частиц на поверхность GaAs.

Заключение

Таким образом, наиболее оптимальным методом очистки поверхности GaAs от примесей химических элементов после травления в плазме хлорпентафторэтана является комбинация *ex situ* травления в водородной плазме с последующим снятием верхнего слоя посредством жидкостного травления в $NH_4OH/H_2O_2/H_2O$. Данным способом возможно удаление практически всех загрязнений, как с самой поверхности, так и с боковых стенок профиля с приемлемым уровнем шероховатости. Это необходимо для проведения дальнейших процессов, чувствительных к поверхностному состоянию арсенида галлия, в частности зарастивания полученных канавок в реакторе MOCVD (Metalorganic Chemical Vapour Deposition).

Финансирование

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (стипендия Президента РФ для молодых ученых и аспирантов, СП-2056.2021.3).

Литература

1. А. И. Охапкин и др. // Актуальные проблемы физической и функциональной электроники : материалы 25-й всероссийской молодежной научной конференции. Ульяновск, 2022, 144.

Влияние параметров плазмы на скорость осаждения и химический состав пленок алмазоподобного углерода

А. И. Охупкин^{1,*}, М. Н. Дроздов¹, П. А. Юнин¹, С. А. Краев¹, Д. Б. Радищев²

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

²Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950
*roa89@ipmras.ru

В работе исследовано влияние параметров плазмы метана на скорость осаждения и содержание sp^3 -гибридной фракции углерода и водорода в пленках алмазоподобного углерода. Показано, что доля sp^3 -фракции углерода главным образом зависит от индуктивной мощности и добавки аргона в состав плазмы; последняя также способствует уменьшению доли водорода в пленках.

Введение

Алмазоподобный углерод (Diamond Like Carbon, DLC) — материал, состоящий из атомов углерода с sp^3 - и sp^2 -гибридными орбиталями, широко применяемый в качестве защитных покрытий [1], а также при создании различного типа микрооптомеханических систем [2]. Свойства DLC сильно зависят от содержания в них «алмазной» и «графитовой» фракций. В зависимости от состава DLC могут обладать как высокой твердостью и являться диэлектриками, так и низким коэффициентом трения в сочетании с проводимостью. Одним из методов получения алмазоподобных покрытий является низкотемпературное осаждение в плазме метана. В данной работе показано, что, изменяя параметры этого процесса, можно управлять соотношением sp^3/sp^2 в DLC.

Методика эксперимента

Использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технологии микро- и наноструктур». Пленки DLC получены методом плазмохимического осаждения (установка Oxford Plasmalab 80). Плазма зажигалась от генератора с частотой 13,56 МГц. В качестве подложек использовали кремний марки КДБ (0,001–0,005 Ом) с ориентацией (100), предварительно очищенный от слоя оксида промывкой в HF. Толщину осажденных покрытий определяли методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии (рентгеновский дифрактометр «D8 Discover»). Элементный состав пленок (рис. 1) установлен методом вторично-ионной масс-спектрометрии (масс-спектрометр «TOF.SIMS-5/100»). Содержание водорода и sp^3 -фракции углерода определяли методом рамановской микроскопии (конфокальный рамановский микроскоп Renishaw inVia). Для расчета доли водорода в пленках (X_H) использовали методику, основанную на соотношении наклона базовой линии спектра L (рис. 2) к интенсивности G-пика [3]. Содержание sp^3 -гибридного углерода (X_{sp^3}) рассчитывали, исходя из положения G-пика [4]. Варьировались поток метана (f), давление (p), ёмкостная (RF_p) и индуктивная (ICP_p) мощности, а также состав плазмы (добавка аргона). Данные занесены в табл. 1. В качестве сравнительного эталона выбран образец № 1, выращенный при $f = 10 \text{ см}^3/\text{мин}$, $p = 10 \text{ мТорр}$, $RF_p = 75 \text{ Вт}$, $ICP_p = 0 \text{ Вт}$.

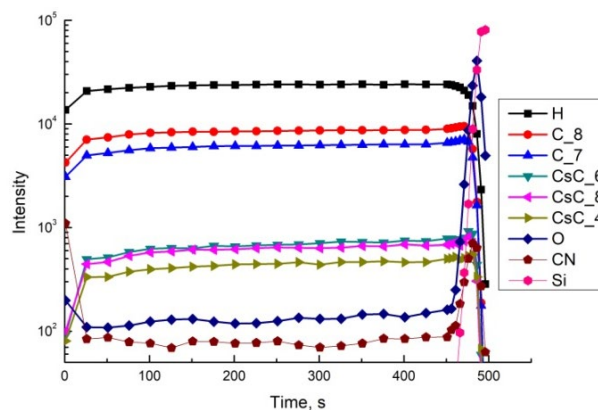


Рис. 1. Профиль распределения химических элементов по глубине пленки DLC (образец № 7)

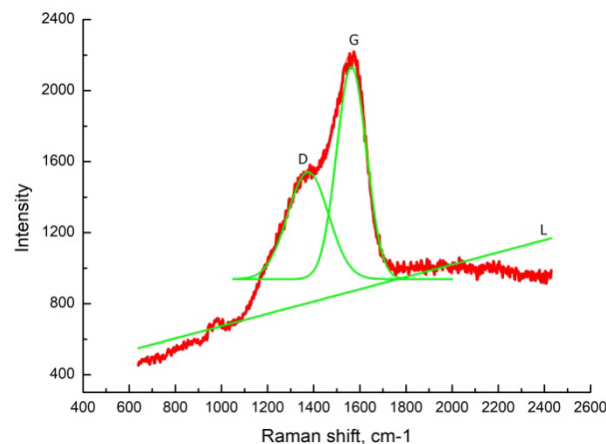


Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния света в пленке DLC (образец № 2), полученный на длине волны лазера 515 нм: красная кривая — сглаженная по 5 точкам линия спектра, зеленые линии — его аппроксимация функциями Гаусса, построенная в диапазоне от 950 до 2000 см^{-1} , и базовая линия

Результаты и обсуждение

Оказалось, что полученные пленки содержали в своем составе большое количество водорода, что характерно для плазмохимического метода осаждения DLC [5]. Также в образцах присутствовали следы кислорода и азота. Осаждение пленок происходило равномерно по всей толщине. Полученные покрытия были однородными, гладкими и обладали хорошей адгезией к кремнию.

Таблица 1. Скорость осаждения (v) и характеристики полученных пленок алмазоподобного углерода

№	Изменяемый параметр	v , нм/мин	Толщина, нм	X_{sp^3} , %	X_H , %
1	эталон	9	133	47	24
2	ICP _p = 250 Вт	5	75	32	29
3	ICP _p = 150 Вт	6	85	40	30
4	RF _p = 250 Вт	10	146	43	26
5	$p = 50$ мТорр	14	212	47	24
6	$f = 100$ см ³ /мин, $p = 50$ мТорр	12	182	47	29
7	$f = 100$ см ³ /мин, $p = 50$ мТорр, RF _p = 40 Вт	7	106	51	30
8	Добавка аргона, 25 см ³ /мин	5	78	46	17

Наличием водорода в пленках объясняется наклон рамановских спектров DLC за счет явления фотолюминесценции C-H связей [3]. В спектрах присутствовали характерные для алмазоподобных пленок пики — D и G. D-пик наблюдался в районе 1315–1380 см⁻¹ и был обусловлен наличием отдельных графитовых доменов, имеющих различные размеры. G-пик связан непосредственно с колебанием двойных связей углерода внутри графитовых колец. Он наблюдался при 1520–1560 см⁻¹.

Наибольшее влияние на содержание sp³-фракции углерода оказывала индуктивная мощность. Включение генератора индуктивно-связанной плазмы привело к уменьшению X_{sp³} на 15% при ICP_p = 250 Вт (при 150 Вт эффект был менее выраженным). Это сопровождалось снижением скорости осаждения в 1,8 раза.

В то же время незначительно увеличилось содержание водорода в пленках.

Влияние ёмкостной мощности на X_{sp³} было гораздо слабее, чем индуктивной; а варьирование давления и потока метана вообще не сказывалось на степени гибридизации атома углерода в DLC. Между тем скорость процесса при этом возрастала существенно.

Добавка аргона в состав плазмы привела к уменьшению X_H, что при сохранении X_{sp³} на уровне эталона свидетельствовало об увеличении «не водородной» доли sp³-фракции углерода в пленке. Такое действие аргона объясняется непосредственным разрушением графитовых колец частицами аргоновой плазмы.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-79-00021, <https://rscf.ru/project/22-79-00021/>.

Литература

1. D. K. Rajak, A. Kumar, A. Behera and P. L. Menezes. // Appl. Sci., **11**, 444 (2021).
2. J. K. Luo, Y. Q. Fu, H. R. Le, J. A. Williams, S. M. Spearing and W. I. Milne. // J. Micromech. Microeng., **17**, 147 (2007).
3. C. Casiraghi, F. Piazza, A. C. Ferrari, D. Grambol, J. Robertson // Diam. Relat. Mater., **14**, 1098 (2005).
4. A. Singha, A. Ghosh, N. R. Ray and A. Roy. // J. Appl. Phys., **100** (4), 044910 (2006).
5. W. Oleszkiewicz, W. Kijaszek, J. Gryglewicz, A. Zakrzewski, K. Gajewski, D. Kopiec, P. Kamyczek, E. Popko, M. Tlaczala // Proc. of SPIE, **8902**, 89022H (2013).

Индукцированный беспорядком переход в трубчатую фазу в анизотропных двумерных материалах

М. В. Парфенов^{1,2}, В. Ю. Качоровский³, И. С. Бурмистров^{4,2}

¹ Факультет физики, НИУ ВШЭ, Москва, 101000

² Международная лаборатория конденсированного состояния, НИУ ВШЭ, Москва, 101000

³ ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021

⁴ ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черногоровка, 142432

В работе [4] развита теория аномальной упругости для двумерных гибких материалов с орторомбической кристаллической структурой и замороженным беспорядком. Аналогично чистому случаю, мы предсказываем наличие бесконечного числа плоских фаз с анизотропными изгибной жесткостью и модулем Юнга, которые показывают степенной скейлинг при увеличении размеров системы, который контролируется той же критической экспонентой, что и в чистом изотропном случае. Под воздействием температуры или беспорядка плоские фазы разрушаются посредством перехода скомкования (crumpling transition). Примечательно, что в отличие от изотропного случая, анизотропные материалы переходят в трубчатую фазу, вместо скомкованной фазы. Аналогичный переход для чистых материалов происходит при аномально высоких температурах, тогда как трубчатая фаза, переход в которую вызван беспорядком, может существовать в условиях комнатных температур. Результаты данной работы применимы к анизотропным монослоям, допированным адатомами или подвергнутым бомбардировке тяжелыми атомами.

Введение

В последние годы особое внимание научного сообщества сосредоточено на изучении двумерных материалов. Основное развитие данного направления было связано с изучением свойств графена. С точки зрения теории упругости свободно подвешенный лист графена оказывается идентичным изотропной двумерной пластине. В терминах формализма функционала Гинзбурга — Ландау было получено множество результатов, основной из которых это аномальная упругость — степенная зависимость изгибной жесткости графена от размера системы [1]. На основании этого, сравнивая влияние тепловых флуктуаций и аномальной упругости можно получить, что при конечной температуре (или конечной силе беспорядка для «грязного» случая) мембрана переходит в смятую фазу [2]. Для анизотропных материалов в «чистом» случае, было получено, что при некоторой конечной температуре происходит переход в трубчатую фазу. Также было показано существование бесконечного числа анизотропных плоских фаз, которые характеризуются эллиптическими анизотропными изгибной жесткостью и модулем Юнга [3].

Основная часть

Была построена теория аномальной упругости в универсальном режиме (сильное взаимодействие изгибных фононных мод) для двумерных мембран с орторомбической кристаллической симметрией и случайной кривизной, вызванной наличием дефектов. С помощью метода реплик было получено усредненное по беспорядку эффективное действие, используя которое были получены однопетлевые (в первом порядке по $1/dc$) поправки к собственно-энергетической функции, которые содержат логарифмические инфракрасные расходимости, что позволяет использовать формализм ренормализационной группы для исследования перенормировок констант связи. Была получена и проанализирована система нелинейных РГ уравнений.

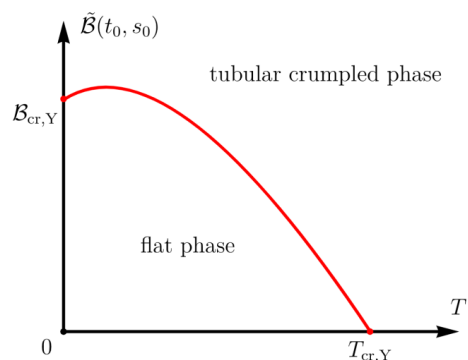
Основные результаты

А) Построена теория аномальной упругости для неупорядоченных двумерных анизотропных материалов.

Б) Доказана устойчивость по отношению к беспорядку для плоских анизотропных фаз, полученных в чистом случае. Найдены соответствующие критические экспоненты.

В) В случае тетрагональной симметрии кристаллической решетки исследовано поведение системы в «разупорядоченной фазе», показано, что поведение констант связи (амплитуд угловых гармоник изгибной жесткости) сильно отличается для случаев сильной и слабой анизотропии.

Г) Для тетрагональной симметрии кристаллической решетки также исследован вопрос о фазовом переходе типа скомкование (crumpling phase transition). Для анизотропных мембран он происходит только по одному направлению (переход в трубчатую фазу). Показано, что, как и в случае изотропной мембраны, переход возможен как при увеличении температуры, так и при увеличении силы беспорядка (экспериментально это можно делать с помощью добавления адатомов или с помощью бомбардировки мембраны тяжелыми ионами). Построена фазовая диаграмма соответствующего фазового перехода.



Фазовая диаграмма перехода в трубчатую фазу

Д) Произведено обобщение на случай мембран с орторомбической кристаллической решеткой. В случае слабого нарушения тетрагональной симметрии показано, что переход в трубчатую фазу происходит аналогично случаю без нарушенной симметрии.

Е) Найдены показатели аномального закона Гука для случая сильно анизотропной, неупорядоченной мембраны.

Финансирование

The work was funded in part by the Russian Ministry of Science and Higher Educations, the Basic Research Program of HSE, and by the Russian Foundation for Basic Research, grant № 20-52-12019.

Литература

1. D. R. Nelson, and L. Peliti Fluctuations in membranes with crystalline and hexatic order // *Journal de physique*, 48.7 (1987): 1085–1092.
2. Maya Paczuski, Mehran Kardar, and David R. Nelson. Landau theory of the crumpling transition // *Physical review letters*, 60.25 (1988): 2638.
3. I. S. Burmistrov et al. Emergent continuous symmetry in anisotropic flexible two-dimensional materials // *Physical Review Letters*, 128.9 (2022): 096101.
4. M. V. Parfenov, V. Yu. Kachorovskii, and I. S. Burmistrov Disorder-driven transition to tubular phase in anisotropic two-dimensional materials // *Phys. Rev. B*, 106, 235415 (2022).

Особенности люминесцентного отклика и зонной структуры двумерных фотонных кристаллов с наноструктурами Ge(Si) при разной глубине травления отверстий

А. В. Перетокин^{1,2,*}, М. В. Степихова^{1,**}, А. Н. Яблонский¹, Д. В. Юрасов¹,
М. В. Шалеев¹, С. А. Дьяков³, Е. Е. Родякина⁴, Ж. В. Смагина⁴, А. В. Новиков^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 27, Нижний Новгород, 603022

³ Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143005

⁴ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

*aperetokin@ipmras.ru, **mst@ipmras.ru

В работе исследованы зависимости люминесцентного отклика и зонной структуры двумерных фотонных кристаллов (ФК) с наноструктурами Ge(Si) от глубины травления отверстий. Выявлены особенности, возникающие в зонной структуре ФК, определены оптимальные параметры травления, обеспечивающие наибольший рост сигнала фотолюминесценции наноструктур.

Введение

Одним из вариантов решения проблемы создания источников излучения ближнего ИК-диапазона на кремнии являются SiGe структуры с наноструктурами Ge(Si). В таких структурах наблюдается излучение в диапазоне длин волн 1.2–1.6 мкм при комнатной температуре [1]. Добиться большего усиления сигнала фотолюминесценции (ФЛ) позволяет формирование двумерных ФК [2].

Наибольшее усиление сигнала ФЛ достигается при спектральном совпадении максимума фотолюминесценции наноструктур с выделенной модой ФК. Основным методом управления спектральным положением мод является изменение параметров ФК, а именно: периода (a) и соотношения r/a , где r — радиус отверстий. Однако это требует высокой точности изготовления ФК, что не всегда возможно.

Ещё одна возможность модификации зонной структуры ФК — изменение глубины травления отверстий. Варьирование глубины травления может приводить к возникновению новых особенностей в зонной структуре ФК, что также интересно и с фундаментальной точки зрения. Использование глубин травления меньших, по сравнению с глубиной залегания активного слоя (наноструктур Ge(Si)), должно положительно сказываться на излучающих свойствах ФК. С точки зрения практических применений, малая глубина травления предпочтительна для создания светоизлучающих диодных структур с ФК.

Образцы и методы исследований

Исследовалась серия образцов с ФК с гексагональной решёткой отверстий, с параметрами: $a = 500–700$ нм, $r/a = 0.25$. Изначально был выращен образец с полной толщиной волноводного слоя 335 нм, глубина залегания островков в слое — 130–200 нм (5 слоёв наноструктур, разделённых слоями кремния толщиной ~15 нм), затем этот образец был расколот на 5 частей. Для каждой части образца методом плазмохимического травления формировались отверстия ФК с разной глубиной: 80, 130, 190, 250 и 335 нм. Люминесцентные свойства ФК исследовались стандартным методом микро-ФЛ. Для фокусировки лазерного луча использовался объектив Mitutoyo M

Plan APO NIR 10x ($NA = 0.26$). Сигнал ФЛ возбуждался твердотельным лазером на длине волны 532 нм и детектировался охлаждаемым Ge детектором. Спектральное разрешение схемы обеспечивалось фурье-спектрометром Bruker IFS 125 HR. Приводимые расчеты зонных диаграмм ФК выполнялись фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [3].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры микро-ФЛ полученных ФК с периодом решетки $a = 550$ нм. Как видно из рисунка, характер спектров и интенсивность сигнала ФЛ ФК в значительной степени зависят от глубины травления отверстий. Так, при малой глубине травления (80 нм) наблюдается широкий спектр с серией слабо разрешённых линий, объясняемый тем, что в данном случае мы имеем дело со «слабым» ФК [2], моды которого в Γ точке не разрешены.

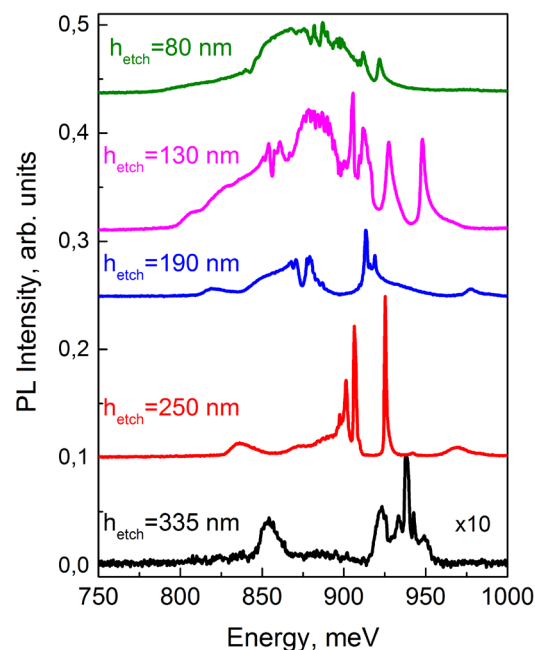


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ ФК с параметрами: $a = 550$ нм, $r/a = 0.25$, с разной глубиной травления отверстий ФК (h_{etch}). Для зрительного восприятия спектр ФК с глубиной травления отверстий 335 нм умножен на 10

С увеличением глубины травления отверстий до 130 нм наблюдается рост интенсивности сигнала ФЛ и появление в спектре серии узких линий, связываемых с модами ФК, вклад которых становится преобладающим при последующих травлениях.

При глубине травления, сравнимой с глубиной залегания наностроек Ge(Si) (190 нм), интенсивность сигнала ФЛ падает, что является следствием увеличения вклада процессов безлучательной рекомбинации на поверхности отверстий ФК.

Вклад этих процессов может быть подавлен путем взаимодействия наностроек с выделенными модами ФК, как это наблюдается для ФК с глубиной травления отверстий 250 нм. При этой глубине травления спектр ФЛ представлен серией предельно узких линий высокой интенсивности с добротностью не менее $2 \cdot 10^3$. Результаты теоретических расчетов показывают, что основной вклад в сигнал ФЛ такого ФК вносят моды связанных состояний в континууме (ВКС [2]). Здесь следует выделить особенность, проявляющуюся в зонной структуре такого ФК — наличие плоской дисперсионной характеристики в Γ -точке моды, характеризующейся максимальным ростом сигнала ФЛ (мода с энергией 925 мэВ в Γ -точке — рис. 2).

Травление отверстий ФК на всю глубину волноводного слоя (335 нм) также приводит к падению интенсивности сигнала ФЛ. Причиной этого является полное удаление слоя Si, который вносит вклад в генерацию носителей заряда.

Таким образом, результаты исследований показывают, что оптимальной глубиной травления отверстий в ФК является глубина, соответствующая $\sim 3/4$ полной толщины волноводного слоя. При такой глубине травления наблюдается эффективное взаимодействие наностроек Ge(Si) с выделенными модами

ФК, что приводит к значительному росту интенсивности сигнала ФЛ.

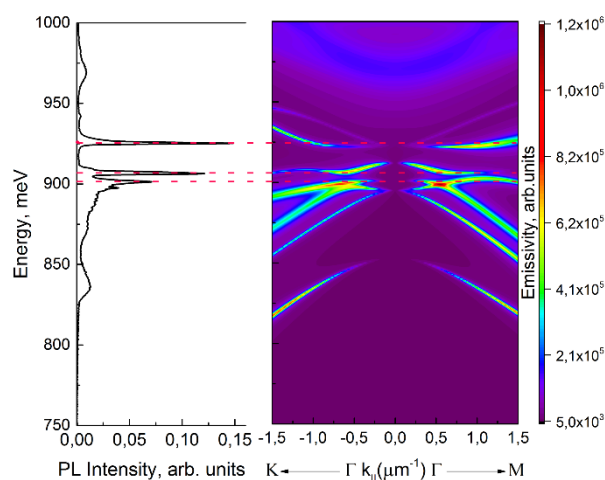


Рис. 2. Спектр ФЛ ФК с параметрами: $a = 550$ нм, $r/a = 0.25$, глубина травления отверстий — 250 нм (слева) и соответствующий данному ФК результат численного моделирования излучающей способности ФК вблизи Γ -точки (справа)

Финансирование

Работа поддержана РФФИ (проект #19-72-10011).

Литература

1. V. Ya. Aleshkin, N. A. Bekin, N. G. Kalugin, *et al.* // JETP Letters. V. 67, № 1, 48 (1998).
2. S. A. Dyakov, M. V. Stepikhova, A. A. Bogdanov *et al.* // Laser & Photonics Review. V. 15, 2000242 (2021).
3. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, *et al.* // Physical Review B. V. 66, 045102 (2002).

Механизмы переключения в структурах на основе $\text{HfO}_2/\text{HfO}_x\text{N}_y$

О. О. Пермякова^{1,2,*}, А. Е. Рогожин¹, А. В. Мяконьких¹, К. В. Руденко¹

¹ Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., 34, корп. 1, Москва, 117218

² Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701

* o.permyakova@phystech.edu

Изучен механизм резистивного переключения структуры $\text{Pt}/\text{HfO}_2(2\text{нм})/\text{HfO}_x\text{N}_y(4\text{нм})/\text{TiN}$, для которой характерно присутствие двух режимов резистивного переключения при одном ограничении тока: биполярного и комплементарного. Продемонстрировано резистивное переключение без внешнего ограничения тока. Экспериментально показано, что проводимость в низкоомном состоянии соответствует току, ограниченному пространственным зарядом. Предложена качественная модель, которая описывает переход от БРП к КРП с помощью модуляции барьера Шоттки на границе металл-диэлектрик.

Введение

Одним из наиболее перспективных устройств для нейроморфной вычислительной системы является мемристор, который выполняет функцию наноразмерного электронного синапса с низким энергопотреблением (1 пДж на операцию) [1], сравнимым с потреблением биологического синапса. Обычно мемристор представляет собой планарную структуру металл-диэлектрик-металл. При подаче сигнала напряжения на электроды с амплитудой выше порогового происходит постепенное изменение значения сопротивления прибора — резистивное переключение (РП).

Методика эксперимента

Методом плазмостимулированного атомно-слоевого осаждения была сформирована структура $\text{Pt}/\text{HfO}_2(2\text{нм})/\text{HfO}_x\text{N}_y(4\text{нм})/\text{TiN}$. В качестве прекурсоров для HfO_2 и HfO_xN_y использовались ТЕМАН и H_2O или $^*\text{H}$, соответственно. Структура формировалась при температуре 350 °С. Верхние электроды (Pt) осаждались магнетронным распылением через теневую маску. Площадь верхнего электрода составляла $0,0360 \pm 0,0015 \text{ мм}^2$.

Измерение ВАХ проводилось с помощью параметрического анализатора Keithley 4200-SCS. Импульсные измерения проводились с помощью платы генератора импульсов 4205-PG2, осциллографа Hantek DSO4254C и трансимпедансного усилителя TLC2201. Во время всех измерений напряжение прикладывалось к верхнему электроду, а общий нижний электрод был заземлен.

Результаты и обсуждение

При ограничении тока 1 мА и в диапазоне напряжений от $-0,8 \text{ В}$ до $1,3 \text{ В}$ наблюдалось биполярное РП (БРП) (рис. 1, а). Напряжение переключения в высокоомном состоянии (V_{RESET}) составляло $0,47 \pm 0,04 \text{ В}$, а в низкоомном состоянии (V_{SET}) $-0,67 \pm 0,05 \text{ В}$. Зависимость сопротивления от числа циклов РП измерялась в импульсном режиме. Во время этих измерений сопротивление в низкоомном состоянии постепенно уменьшалось и после 7500 циклов значения сопротивлений в высокоомном и низкоомном состоянии оказались неразличимы. В данных структурах возможно РП без ограничения тока (рис. 1, а).

Комплементарное резистивное переключение (КРП) обычно наблюдалось при ограничении тока

1 мА и в диапазоне напряжений от $-1,5 \text{ В}$ до $1,5 \text{ В}$. При использовании схемы половинного смещения [2] и при напряжении чтения $0,8 \text{ В}$ коэффициент нелинейности равнялся 17,7. Импульсные измерения показали, что при увеличении V_{SET} больше 1 В сопротивление структуры начинает постепенно возрастать. При выборе слишком большого значения V_{SET} уменьшение отношения сопротивлений при БРП неотличимо от перехода к КРП. Подобное уменьшение отношения сопротивлений может происходить при измерении зависимости значения сопротивления от числа циклов РП, во время которого значение сопротивления в низкоомном состоянии увеличивается и становится неразличимым со значением сопротивления в высокоомном состоянии.

Для понимания механизма РП в исследуемой структуре были исследованы механизмы проводимости. При напряжении менее $0,2 \text{ В}$ наблюдалась линейная зависимость тока от напряжения в высокоомном (рис. 1, б) и в низкоомном состоянии. Зависимость Аррениуса для проводимости (рис. 1, б) показывает, что сопротивление уменьшается с повышением температуры, аналогично поведению полупроводника. Механизм проводимости в низкоомном состоянии для всех типов переключения аппроксимировался в соответствии с моделью ограничения тока пространственным зарядом (ТОПЗ). Для РП без ограничения тока при отрицательном напряжении был обнаружен постепенный переход от линейной зависимости тока от напряжения к ТОПЗ, ограниченным ловушками, а затем к ТОПЗ при полном заполнении ловушек (рис. 1, в). При КРП также наблюдался ТОПЗ, но без последнего перехода к проводимости при полном заполнении ловушками. Мы считаем, что РП происходит раньше, чем достигается напряжение, при котором происходит полное заполнение ловушек. При БРП для ВАХ в двойном логарифмическом масштабе также было два линейных участка с наклонами 1,04 и 1,47. Аппроксимация такой зависимости в рамках модели ТОПЗ возможна при наличии запирающего контакта у электрода, инжектирующего носители [3]. При наличии инжекционного барьера может наступить насыщение тока, которое характеризуется переходом к линейной зависимости тока от напряжения при высоких напряжениях. При этом напряжение перехода к такому насыщению имеет квадратичную зависимость от толщины структуры и экспоненциальную зависимость от высоты инжекционного барьера. Из-за этого наклон ВАХ в двойном логарифми-

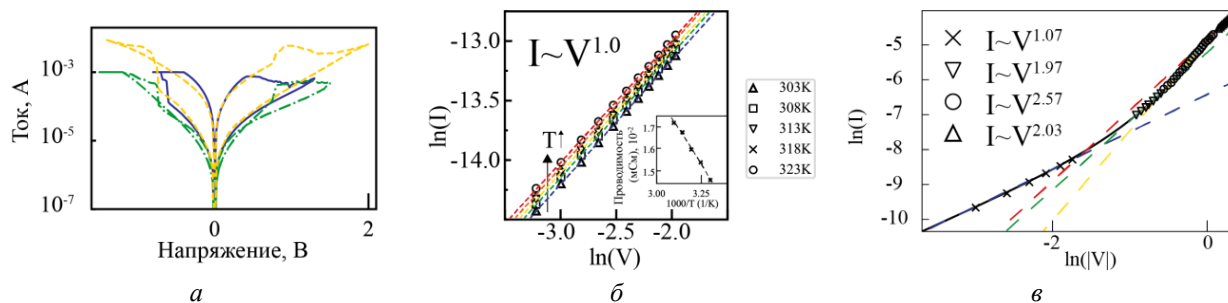


Рис. 1. Типичная ВАХ БРП — сплошная линия, КРП — штрихпунктирная линия и РП без ограничения тока — пунктирная линия (а). Зависимость тока от напряжения в высокоомном состоянии в зависимости от температуры нагрева структуры (б). Вставка: зависимость Аррениуса для проводимости. ВАХ в логарифмическом масштабе для низкоомного состояния при РП без ограничения тока при отрицательном напряжении (в)

ческом масштабе может оказаться существенно меньшим в присутствии барьера, особенно в тонких структурах. Увеличение высоты барьера вблизи активного электрода (TiN) возможно при скоплении положительных вакансий кислорода у границы по аналогии с легированием [4]. Таким образом, переход от БРП к КРП характеризуется оттоком вакансий от границы.

Заключение

В этой работе мы предлагаем качественную модель РП, согласно которой переход от БРП к КРП происходит при уменьшении барьера инжекции для электронов.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИАН им. К. А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме №FFNN-2022-0019.

Литература

1. D. Liu, H. Yu and Y. Chai // Adv. Intell. Syst., **3**, 2000150 (2021)
2. A. Chen // IEEE Trans. Electron Devices, **62**, 2845–2849 (2015).
3. J. A. Röhr, D. Moia, S. A. Haquey et al. // J. Phys. Condens. Matter., **30**, 105901 (2018).
4. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов : кн. 1. Москва : Мир, 1984.

Операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики

А. С. Петров*, Д. А. Свинцов

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов МФТИ (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701

*aleksandr.petrov@phystech.edu

В работе представлен разработанный авторами операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики и описаны его приложения к задачам современной плазмоники радио- и дальнего ИК-диапазонов.

Введение

Во многих прикладных задачах требуется описание электронного транспорта в твёрдых телах. Мощным, но весьма абстрактным подходом является многочастичный формализм [1]. Более наглядной, пусть и менее строгой, является гидродинамическая модель, уже почти век применяющаяся для описания различных эффектов в электронном газе [2–4]. Хотя формально для её применения частота электрон-электронных столкновений должна быть доминирующей в системе, на практике применимость модели гораздо шире. Так, с её помощью успешно описываются терагерцовые плазменные волны [3, 4].

Несмотря на богатую историю, применение гидродинамической модели транспорта, как правило, фокусируется на конкретных конфигурациях физических устройств, оставляя в стороне общие свойства электронного транспорта. Эти свойства кардинально отличаются от свойств классической жидкости, так как электронная «жидкость» является сжимаемой и заряженной.

В данной работе мы развиваем операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики на примере двумерного электронного газа. Оказывается, линеаризованные уравнения непрерывности Навье — Стокса и Пуассона могут быть записаны в операторной форме, и при должном определении вектора и скалярного произведения в получившемся гильбертовом пространстве мы получим удобный формализм, во многом аналогичный квантовой механике.

Теоретический формализм

Динамику электронов мы описываем с помощью уравнений непрерывности Навье — Стокса и Пуассона, которые могут быть представлены в матричной форме [5]:

$$\begin{aligned}
 (\hat{\Omega} + \hat{V}_{drift} + \hat{V}_{sc} + \hat{V}_{magn} + \hat{V}_{visc})\Phi &= \Omega\Phi; \\
 \hat{\Omega} &= -i \begin{pmatrix} 0 & \partial_x(n_0 \cdot) & \partial_y(n_0 \cdot) \\ \frac{e^2}{m} \partial_x \int d^2r' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot & 0 & 0 \\ \frac{e^2}{m} \partial_y \int d^2r' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot & 0 & 0 \end{pmatrix}; \\
 V_{drift} &= -i \begin{pmatrix} \partial_x(v_0 \cdot) & 0 & 0 \\ 0 & \partial_x(v_0 \cdot) & 0 \\ 0 & 0 & v_0 \partial_x(\cdot) \end{pmatrix}; \\
 V_{sc} &= -\frac{i}{\tau_{sc}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \\
 V_{visc} &= \frac{i}{mn_0} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \eta \Delta \cdot & 0 \\ 0 & 0 & \eta \Delta \cdot \end{pmatrix};
 \end{aligned} \tag{1}$$

$$V_{mag} = -i\omega_c \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь Ω — собственная частота плазмона, e — заряд электрона, m — его эффективная масса, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — электростатическая функция Грина, n_0 — плотность носителей заряда в 2ДЭГе, v_0 — скорость дрейфа этих носителей, τ_{sc} — время релаксации импульса за счёт рассеяния на примесях/фононах, η — динамическая вязкость, ω_c — циклотронная частота. Состояние плазмона в такой модели описывается вектором состояния $\Phi = \{\mathbf{n}, \mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y\}^T$, включающим в себя Ω -фурье-компоненты вариации плотности носителей заряда и проекций скорости.

Для построения гильбертова пространства определим скалярное произведение:

$$\langle \Phi_n | \Phi_m \rangle = \int_{2DEG} d^2\mathbf{r} (\Phi_n^*)^T \hat{H} \Phi_m. \tag{2}$$

Здесь \hat{H} — гамильтониан плазмона. Действительно,

$$\begin{aligned}
 \langle \Phi_l | \hat{H} | \Phi_l \rangle &= \frac{1}{2} \iint e^2 n_l(\mathbf{r}) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') n_l^*(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' + \\
 &\frac{1}{2} \int n_0(\mathbf{r}) v_l(\mathbf{r})^2 d\mathbf{r} = \Pi_l + K_l.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Построение гильбертова пространства завершено. Теперь, следуя стандартному курсу теории возмущений квантовой механики нетрудно получить выражение для поправки к собственной частоте плазмона, возмущённого воздействием \hat{V} :

$$\delta\Omega = \frac{\langle \Phi_n | \hat{H} \hat{V} | \Phi_n \rangle}{\langle \Phi_n | \hat{H} | \Phi_n \rangle}.$$

Приложения теории

Группой коллег из ИФТТ РАН были измерены спектры поглощения радиоизлучения в ДЭГе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, вырезанных в форме диска и квадрата [6] (рис. 1). Видно, что моды в диске «не замечают» друг друга, тогда как у мод в квадрате наблюдается взаимодействие (антипересечение). Разработанный операторный подход даёт качественную и количественную интерпретацию данному явлению: взаимодействию мод отвечают недиагональные матричные элементы оператора магнитного поля, которые тождественно зануляются в геометрии диска (из-за симметрии: на длине окружности может уложиться лишь целое число длин волн), но не зануляются в квадрате (на стороне квадрата может укладываться как целое, так и полуцелое число длин волн).

Наш формализм оказывается также удобным при описании магнитодисперсии плазменных волн в различных геометриях, а также служит основой для построения теории возмущений. Построенная теория [5] позволяет установить ряд общих свойств плазменных волн в двумерном электронном газе: условия их

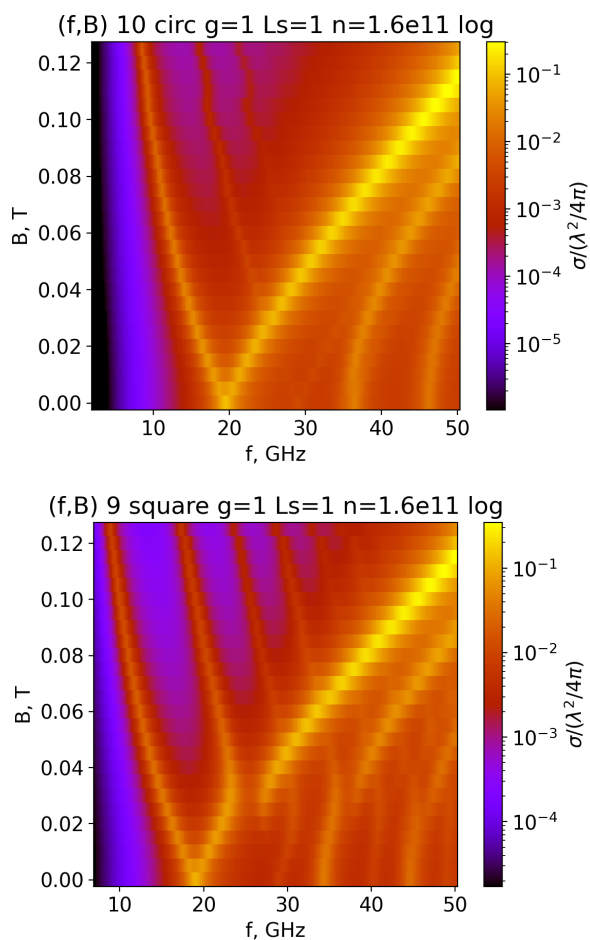


Рис. 1. Экспериментальные спектры поглощения ДЭГ в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в геометрии диска (сверху) и квадрата (снизу)

самовозбуждения под действием постоянного электрического поля, оптимальные конфигурации устройств для максимизации инкремента нарастания и влияние вязкости [7], а также значительно упрощает математические выкладки, что позволяет описать неустойчивость межкраевого магнитоплазмона в строгой электростатической модели [8].

Финансирование

Исследование поддержано грантом РФФ № 21-79-20225.

Литература

1. F. Stern // Phys. Rev. Lett., 1967. V. 18. P. 546–548.
2. F. Bloch // Zeitschrift für Physik. 1933. V. 81. P. 363–376.
3. A. Fetter // Ann. Phys. 1973. V. 81. P. 367–393.
4. M. Dyakonov & M. Shur // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2465–2468.
5. A. S. Petrov & D. Svintsov // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. P. 195437.
6. A. M. Zarezin, D. Mylnikov, A. S. Petrov et al. (на рецензии в Physical Review B)
7. A. S. Petrov & D. Svintsov // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. 054026.
8. A. S. Petrov & D. Svintsov // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 121402(R).

Сравнение зеркальных покрытий для квантовых каскадных лазеров на основе гетероструктур InGaAs/AlInAs/InP

К. А. Подгаецкий^{1,*}, А. А. Мармалюк¹, А. В. Лобинцов¹, М. А. Ладугин¹,
А. И. Данилов¹, В. В. Дюделев², Д. А. Михайлов², С. Х. Фельчина-Абдулпразак²

¹ АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, д. 3, корп. 1, Москва, 117342

² ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

* podgaetskykonstantin@yandex.ru.

В данной работе представлены результаты по созданию зеркальных покрытий для квантовых каскадных лазеров на основе гетероструктур InGaAs/AlInAs/InP. Проведено сравнение между диэлектрическими и металлодиэлектрическими зеркалами, обозначены недостатки и преимущества для каждого из типов оптического покрытия. Показана эффективность использования исследованных оптических покрытий вне зависимости от их типа для увеличения выходной оптической мощности и уменьшения порогового тока.

Введение

Лазеры среднего инфракрасного диапазона находят широкое практическое применение, например в спектроскопии, системах экомониторинга, атмосферных линиях связи и т. д. В последнее время, благодаря удачному набору выходных характеристик, большой интерес вызывают полупроводниковые излучатели данного спектрального диапазона — квантовые каскадные лазеры. Для ряда практических приложений требуется высокий уровень выходной оптической мощности таких лазеров.

Существует целый ряд способов повышения выходной оптической мощности классических полупроводниковых излучателей, но исследования такого характера для квантовых каскадных лазеров весьма ограничены.

В основном, все способы повышения мощности квантовых каскадных лазеров строятся на этапе до или во время формирования мезаполосковой структуры, например, использование другого дизайна структуры, увеличение количества каскадов, увеличение ширины мезаполоска и т. д. К способам повышения мощности после формирования мезаполосковой структуры можно отнести нанесение высокоотражающего покрытия на одну из граней резонатора лазера.

В данной работе приводятся результаты таких экспериментов по созданию зеркальных покрытий для квантовых каскадных лазеров, излучающих в первом окне прозрачности атмосферы.

Экспериментальная часть

Исследовались несколько образцов квантовых каскадных лазеров, отличающихся видом отражающих покрытий (ОП): 1 — образец, не имеющий оптических покрытий, 2 — образец с нанесенным диэлектрическим высокоотражающим покрытием Si-Si₃N₄, 3 — образец с нанесенным диэлектрическим высокоотражающим покрытием Si-SiO₂, 4 — образец с нанесенным металлодиэлектрическим высокоотражающим покрытием и буферным диэлектрическим слоем в виде Al₂O₃, 5 — образец с нанесенным металлодиэлектрическим высокоотражающим покрытием и буферным диэлектрическим слоем в виде SiO₂. Длина резонатора лазеров

составляла 2–4 мм, а ширина мезаполоска — 40 мкм. Экспериментальные образцы излучали на длине волны $\lambda \sim 4,3$ мкм.

Результаты и обсуждение

Расчет зеркальных покрытий различных типов, использованных в данном эксперименте, проводился методом рекуррентных матриц. После чего формировались образцы квантовых каскадных лазеров с рассчитанными оптическими покрытиями.

Образец с нанесенным покрытием Si-Si₃N₄ с длиной резонатора 2.4 мм сопоставлялся с образцом без оптического покрытия. Образец с осажденным покрытием Si-SiO₂ имел длину резонатора, равную 3.2 мм и сопоставлялся с прибором без ОП, но с той же длиной резонатора. Последние два образца с покрытиями Al₂O₃ и металлизация, а также SiO₂ и металлизация имели длину резонатора, равную 4 мм. Ватт-амперные характеристики образцов с и без ОП представлены на рис. 1.

Как видно из графиков, оба типа зеркальных покрытий позволяют уменьшать значения порогового тока, а также увеличивать значения выходной оптической мощности. Так, для диэлектрических зеркальных покрытий прирост мощности составил 70% и 87.5% соответственно. Для металлодиэлектрических зеркал прирост мощности составил 70% и 83%.

Оба типа зеркальных покрытий имеют ряд весомых преимуществ и недостатков, которые не позволяют однозначно определить, какой тип ОП лучше. Так, технология нанесения диэлектрических зеркальных покрытий лучше отработана, значение коэффициента поглощения для таких покрытий значительно ниже относительно металлодиэлектрических покрытий. Однако из-за большой длины волны излучения диэлектрические зеркала имеют значительную толщину, что заметно повышает вероятность отслаивания зеркального покрытия от грани прибора. К недостаткам металлодиэлектрических зеркал можно отнести сложность изготовления, высокий коэффициент поглощения таких многослойных покрытий относительно диэлектрических ОП и деградация покрытия при использовании ряда материалов для металлизации (Al, Sn).

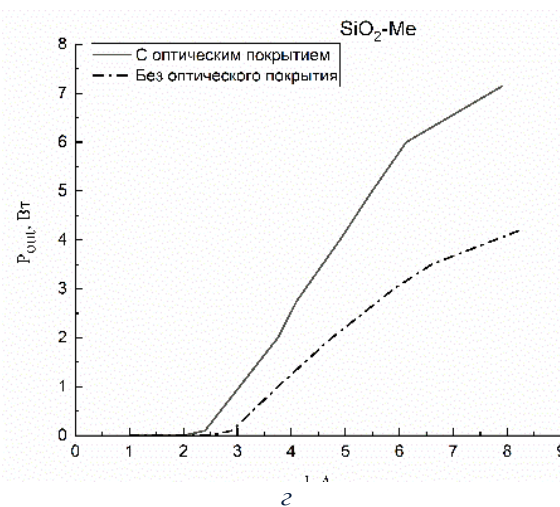
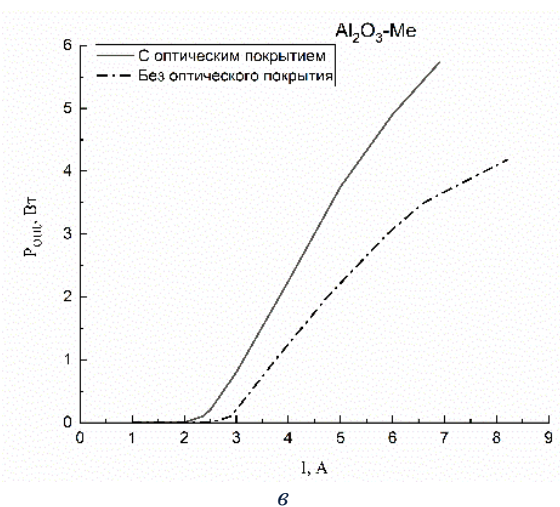
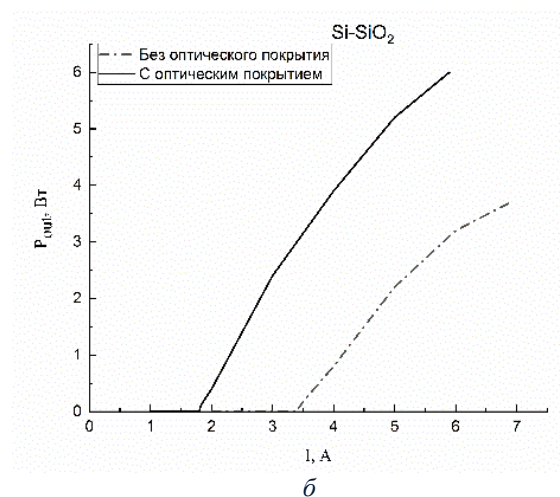
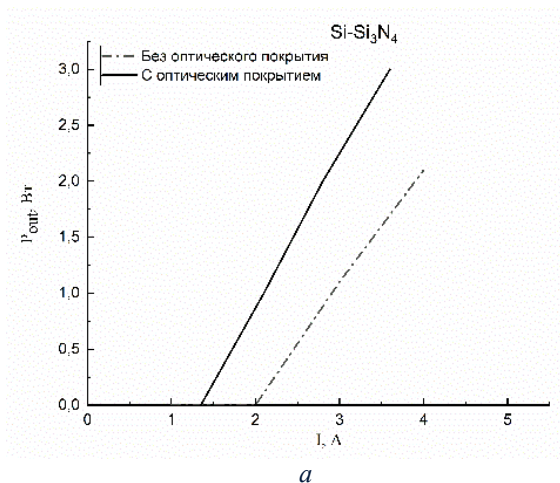


Рис. 1. Ватт-амперная характеристика приборов без оптического покрытия и с покрытиями: а — Si-Si₃N₄; б — Si-SiO₂; в — Al₂O₃ + металлизация и г — SiO₂ + металлизация

Заключение

В данной работе были созданы и исследованы образцы квантовых каскадных лазеров с диэлектрическими и металодиэлектрическими зеркалами. Показаны существенное увеличение выходной оптической

мощности и снижение порогового тока у образцов с нанесёнными зеркальными покрытиями. Проанализированы преимущества и недостатки обоих типов оптических покрытий.

Подвижности коллективных и одночастичных состояний в квазиодномерных проводниках

С. Г. Зыбцев¹, В. Я. Покровский^{1,*}, С. А. Никонов¹, А. А. Майзлах¹,
С. В. Зайцев-Зотов^{1,2}, А. В. Снежко¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая, 11-7, Москва, 125009

² НИУ «Высшая школа экономики», факультет физики, ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 105066

* vadim.pokrovskiy@mail.ru

Установлено, что в различных соединениях с волной зарядовой плотности (ВЗП) подвижность ВЗП в пределе больших полей приблизительно равна подвижности сконденсированных в ней квазичастиц в нормальном состоянии. Также наблюдается корреляция между температурными зависимостями подвижностей волн зарядовой плотности и квазичастиц. Предложены простые соотношения, позволяющие оценить подвижность ВЗП, используя эффект синхронизации скольжения ВЗП в высокочастотном поле.

Введение

Фрёлиховская мода переноса заряда волной зарядовой плотности (ВЗП) была изначально предложена в качестве объяснения сверхпроводимости [1]. В реальности, однако, скольжение ВЗП возможно лишь в поле E выше порогового значения E_c . При этом в полях $E \gg E_c$ рост проводимости ВЗП насыщается, и в пределе больших полей её скорость $v(E)$ пропорциональна E . Это позволяет нам ввести подвижность ВЗП $\mu \equiv v(E)/E$ при $E \rightarrow \infty$.

Для разных квазиодномерных соединений проводимость ВЗП в пределе сильного поля, $\sigma_{CDW}(\infty) \equiv \sigma(\infty) - \sigma(0)$, приближается к проводимости составляющих её квазичастиц в нормальном (металлическом) состоянии [2]. Однако общей теории, связывающей проводимость электронов в одночастичном и коллективном состояниях, пока не существует. Поэтому актуальной задачей остаётся исследование скольжения ВЗП в предельно больших полях в различных материалах.

Результаты

В центре доклада — соединение NbS_3 , в моноклинной фазе которого (NbS_3-II) формируются три ВЗП: ВЗП-0, ВЗП-1 и ВЗП-2. Соответствующие температуры пайерлсовских переходов: $T_{P0} \approx 470$ К, $T_{P1} \approx 360$ К и $T_{P2} = 150$ К [3]. Каждая из ВЗП может скользить в электрическом поле.

Используя эффект синхронизации скольжения ВЗП в высокочастотном поле — ступеньки Шапиро (СШ), мы определили плотность заряда каждой из ВЗП $n = (j_{CDW}/f)/(\lambda e)$ [4]. Здесь j_{CDW}/f — отношение плотности тока ВЗП к частоте 1-й СШ (т. н. фундаментальное отношение), λ — период ВЗП, e — элементарный заряд. Это позволило нам, зная $\sigma_{CDW}(\infty)$, оценить подвижности каждой из ВЗП в NbS_3-II . Оказалось, что для ВЗП-0, -1 и -2 они соотносятся как $\mu_0 : \mu_1 : \mu_2 = 0.045 : 0.6 : 3$ (значения приведены в $cm^2/V \cdot c$) [4].

Мы также оценили подвижности в нормальном состоянии квазичастиц, сконденсированных в каждой из ВЗП, зная их концентрацию из СШ, а проводимость — из величины скачка проводимости $\delta\sigma$, наблюдаемого в области T_{Pi} [4]. Оказалось, что подвижность каждой из ВЗП приблизительно равна подвижности сконденсированных в ней квазичастиц в нор-

мальном состоянии. Наблюдалась также корреляция температурных зависимостей подвижностей волн зарядовой плотности и квазичастиц в металлическом состоянии.

В режиме предельной проводимости ВЗП упрощаются соотношения, описывающие СШ. В [5] были изучены осцилляции величин СШ в зависимости от величины переменного поля E_{rf} . Вообще говоря, эти осцилляции не являются периодическими [6], однако, как показано в [5], осцилляции периодичны по перемещению ВЗП, $\delta x_{1,2}$, за каждый полупериод ВЧ поля, причём период равен λ . Скажем, для 1-й СШ i -й минимум соответствует $\delta x_1 = (i+1)\lambda$, $\delta x_2 = -i\lambda$. В пределе больших полей осцилляции становятся периодическими и по электрическому полю. Для расчёта периода рассмотрим, для определённости, два соседних минимума какой-либо СШ. В режиме $i+1$ -го минимума за полупериод ВЧ поля, то есть, за время $1/(2f)$, ВЗП должна сместиться на λ больше, чем в режиме i -го. Из этого получаем период осцилляций по переменному полю:

$$\delta E_{rf} = 2f\lambda/\mu. \quad (1)$$

Если ВЧ поле имеет вид меандров, E_{rf} — амплитуда колебаний. Если поле синусоидально, вместо E_{rf} следует подставить среднее значение поля за полупериод, т. е. $(2/\pi)E_{rf}$: $\delta E_{rf} = \pi f\lambda/\mu$. Если измеряется действующее значение поля, E_{rf}^{rms} , $\delta E_{rf}^{rms} = (\pi/\sqrt{2})f\lambda/\mu$.

Легко также получить выражение для расстояния δE_{dc} между соседними СШ, n -й и $(n+1)$ -й. На $(n+1)$ -й СШ перемещение ВЗП должно быть больше на λ за целый период ВЧ-поля. Поэтому

$$\delta E_{dc} = f\lambda/\mu, \quad (2)$$

т. е. в $(\pi/\sqrt{2}) \approx 2.22$ раз меньше, чем δE_{rf}^{rms} . Заметим, что соотношения (1) и (2) можно использовать для оценки подвижности ВЗП.

Проверим соотношения (1) и (2) на образцах, исследованных ранее. Рассмотрим образец NbS_3 № 1 из [5], $T = 300$ К, $f = 75$ МГц. Для больших n имеем $\delta E_{dc} = 20.7$ В/см. Взяв $\lambda_1 = 1.12$ нм для ВЗП-1, из (2) получаем $\mu = 0.812$ $cm^2/V \cdot c$, в согласии с [4] (рис. 1). Период осцилляций величин СШ в больших полях для того же образца около 40 В/см [5], т. е. в 2 раза больше, в согласии с (1).

На рис. 1 вместе с зависимостью $\mu(T)$ для ВЗП-1 из [4, 7] представлены значения μ для этого же образ-

ца, рассчитанные из соотношения (2). Видно хорошее согласие двух методик, хотя (2) даёт μ на $\approx 25\%$ ниже. Аналогичная обработка ВАХ, на которых наблюдается синхронизация ВЗП-0 (образец № 4 из [3], $f = 50$ МГц), — дала значения μ в 2–3 раза меньше, чем расчёт [4] (рис. 1). Это означает, что СШ измерены в режимах, когда проводимость ВЗП-0 ещё далека от $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ (либо оценка $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ на основании [4] дала несколько завышенную величину).

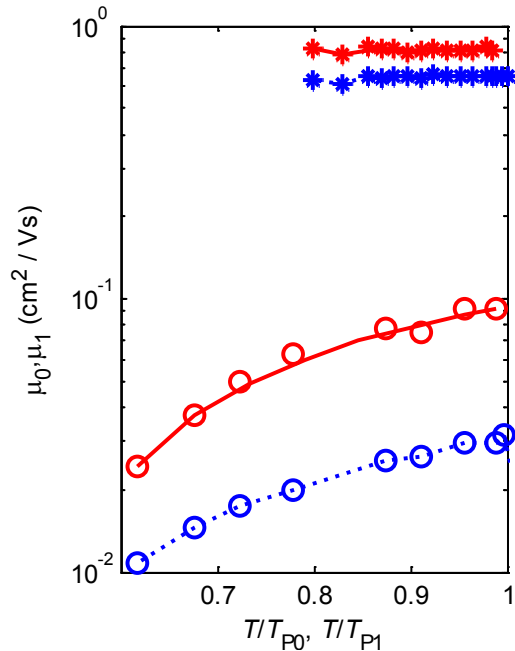


Рис. 1. Рассчитанные значения μ для ВЗП-0 (○) и ВЗП-1 (*). Сплошные красные линии — расчёт исходя из $\sigma_{\text{CDW}}(\infty)$ и концентрации сконденсированных электронов $(j_{\text{CDW}}/f)/(\lambda e)$ [4]. Пунктирные синие линии — оценки из соотношения (2) на тех же образцах

Можно также оценить подвижности ВЗП на основании публикаций других авторов. Так, для ВЗП-1 в образце NbSe_3 , представленном в [6], при $f = 5$ МГц между 1-й и 2-й СШ $\delta E_{\text{dc}} = 133$ мВ/см. С $\lambda_1 = 1.44$ нм получаем $\mu = 5.34$ cm^2/Vs ($T = 121$ К). Период осцилляций 1-й СШ при той же f (рис. 1 из [6]) можно оценить в 232 мВ/см, т. е. опять же примерно в 2 раза больше.

Таким образом, соотношения (1) и (2) могут быть полезными для описания СШ и динамики ВЗП в больших полях.

В докладе также будут рассмотрены аналоги соотношений (1) и (2) для СШ на переходах Джозефсона.

Финансирование

Доклад подготовлен при поддержке РФФ, проект № 22-12-00319.

Литература

1. H. Fröhlich // Proc. R. Soc. A, **223**, 296 (1954).
2. G. Gruner, A. Zettl // Phys. Rep., **119**, 117 (1985).
3. S. G. Zybtev, V. Ya. Pokrovskii, V. F. Nasretdinova *et al.* // J. Alloys Compd., **854**, 157098 (2021).
4. С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, С. А. Никонов и др. // Письма ЖЭТФ, **117**, 158 (2023).
5. S. G. Zybtev, S. A. Nikonov, V. Ya. Pokrovskii *et al.* // Phys. Rev. B, **101**, 115425 (2020).
6. R. E. Thorne, W. G. Lyons, J. W. Lyding *et al.* // Phys. Rev. B, **35**, 6360 (1987).
7. S. G. Zybtev, S. A. Nikonov and V. Ya. Pokrovskii. // Phys. Rev. B, **102**, 235415 (2020).

Интерференционные эффекты в плазменных сверхрешетках

С. О. Поташин*, Л. Е. Голуб, В. Ю. Качоровский

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

* sergeypotashin@gmail.com

Теоретически описан *dc*-фотоотклик на терагерцовое излучение в низкоразмерных системах с пространственно периодической модуляцией. Показано, что происходит резкое усиление *dc*-тока в окрестности плазмонного резонанса. Исследована роль электрон-электронных столкновений в рассматриваемых системах на формирование профиля резонансов.

Введение

Одна из важнейших задач современной оптоэлектроники — обеспечить эффективное преобразование высокочастотных сигналов терагерцового (ТГц) диапазона в электрический отклик постоянного тока (DC). Поскольку размеры современных оптоэлектронных устройств достигают нескольких нанометров, то ключевую роль в формировании физических процессов играют электрон-электронные взаимодействия, в том числе и эффекты, связанные с плазмонными возбуждениями. Достоинство плазмонных возбуждений состоит в том, что скорость плазмона, а как следствие, частоту работы приборов можно контролировать напряжением на затворе.

Одним из наиболее перспективных путей реализации ТГц-преобразователей является создание периодических структур, состоящих из массивов наночастиц (например, наносфер или наноклец) или периодически расположенных затворов (grating gate structures). Такие структуры гораздо лучше взаимодействуют с ТГц-излучением, чем, например, одиночные полевые транзисторы. В то же время, возможность управления частотой прибора за счет изменения затворного напряжения в таких структурах сохраняется. Также при наличии какой-либо встроенной асимметрии в системе возможен процесс генерации фототока в структуре в ответ на ТГц-волну, падающую на систему. Данный механизм выпрямления называется эффектом храповика (ratchet effect). В случае системы, состоящей из периодически расположенных дисков или колец и не имеющей встроенной асимметрии, возбудить постоянный ток, протекающий через всю систему невозможно, но, в случае циркулярной поляризации света, возможно возбуждение постоянного циркулярного тока и, как следствие, генерация магнитного момента (обратный эффект Фарадея). Ключевой особенностью обоих эффектов является интерференция друдевского однородного отклика и неоднородного плазмонного сигнала. Эта интерференция приводит к асимметричной зависимости выпрямленного *dc*-отклика от частоты или затворного напряжения.

Результаты

В работе [1] исследовалось резкое усиление фототока в окрестности плазмонных и магнитоплазмонных резонансов, а также профиль самого резонанса в двумерных структурах с решетчатым затвором. Измерения проводились в магнитном поле в режиме шубниковских осцилляций. В согласии с разработанной теорией огибающая этих осцилляций демонстри-

ровала два резонанса — циклотронный и магнито-плазмонный.

Физически, решетчатый затвор создает периодическую модуляцию плотности электронов в 2D-канале. Соответственно, возникает характерный масштаб модуляции и плазменная частота, отвечающая этому масштабу. Плазмонный резонанс наблюдается при совпадении частоты внешнего излучения с плазмонной частотой. Необходимо ответить, что в современных достаточно чистых приборах с высокой добротностью усиление на плазмонном резонансе может достигать двух порядков, причем положением резонанса можно управлять за счет варьирования внешними параметрами, например, напряжением, подаваемым на решетку затворов. Профиль резонансов имеет асимметричную форму Фано из-за интерференции однородных друдевских возмущений с $q = 0$ и неоднородных плазмонных вкладов с $q \neq 0$, где q — вектор обратной решетки. Экспериментальные наблюдения такой интерференции позволяют изучить силу электрон-электронных взаимодействий в системе. В отсутствие электрон-электронных взаимодействий в резонансном приближении наблюдается лоренцевский пик, что соответствует отсутствию возбуждений плазменных колебаний в структуре. С увеличением электрон-электронных взаимодействий форма резонансных пиков становится более асимметричной, поскольку происходит возбуждение плазмонных колебаний. Важно, что силу эффективного взаимодействия можно регулировать напряжением на затворе. На рис. 1 показаны зависимости выпрямленного DC как функции частоты для системы с периодически модулированной в одном направлении плотности заряда (эффект «храповика»).

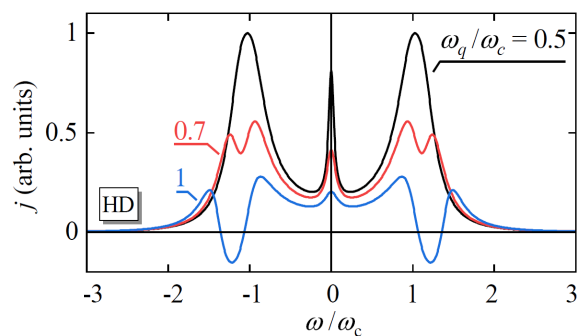


Рис. 1. Зависимость *dc*-ток j , построенная в единицах параметра $\frac{\omega}{\omega_c}$, где ω — частота внешнего источника, ω_c — циклотронная частота. Данные кривые построены в рамках гидродинамической модели (HD). На панели слева показана эволюция *dc*-тока в зависимости от плазмонного параметра $\frac{\omega_q}{\omega_c}$, где ω_q — частота плазмонов.

Аналогичные асимметричные резонансы наблюдаются при изучении обратного эффекта Фарадея в структуре с периодически расположенными дисками (рис. 2).

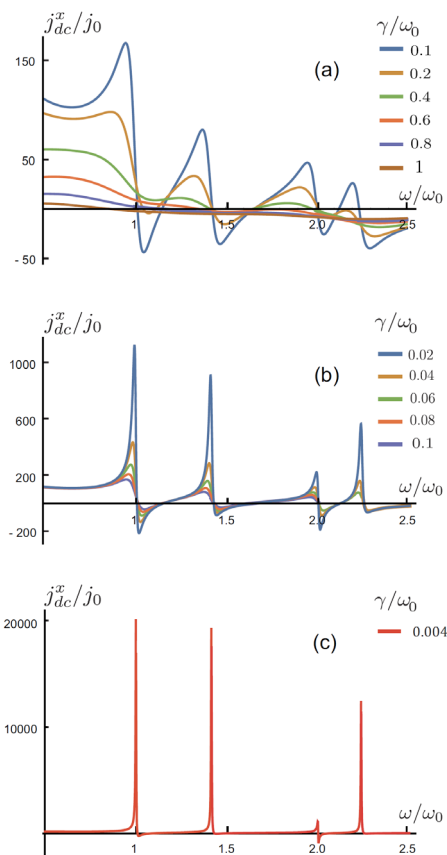


Рис. 2. Асимметричные резонансы в циркулярном dc -токе, возникающем в результате обратного эффекта Фарадея

В работе [2] показано, что асимметрия опять же возникает из-за интерференции друдевского и плазмонного вкладов.

Финансирование

Проект был выполнен при поддержке РФФИ № 21-52-12015 и фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС». Мы также благодарим соавторов, которые указаны в [1, 2].

Литература

1. Erwin Mönch, Sergey O. Potashin, Katja Lindner, Ivan Yahniuk, Leonid E. Golub, Valentin Yu. Kachorovskii, Vassily V. Bel'kov, Robin Huber, Kenji Watanabe, Takashi Taniguchi, Jonathan Eroms, Dieter Weiss, Sergey D. Ganichev. Cyclotron- and magnetoplasmon resonances in bilayer graphene ratchets», arXiv:2208.08299 (2022).
2. S. O. Potashin, V. Yu. Kachorovskii, and M. S. Shur. Hydrodynamic inverse Faraday effect in a two-dimensional electron liquid // Phys. Rev. B, 102, 085402 (2020).

Лазерное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с полосковыми резонаторами при оптической накачке

А. А. Разова^{1,2,*}, В. В. Уточкин¹, М. А. Фадеев¹, В. В. Румянцев^{1,2}, А. А. Дубинов^{1,2}, В. Я. Алешкин^{1,2}, Н. Н. Михайлов³, Д. В. Шенгуров¹, Е. Е. Морозова¹, Н. С. Гусев¹, С. А. Гусев¹, В. И. Гавриленко^{1,2}, С. В. Морозов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

* anna@ipmras.ru

В данной работе демонстрируется генерация лазерного излучения в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe при оптической накачке. Лазерное излучение в структурах, в которых ранее было получено стимулированное излучение, возникает за счет наличия полосковых резонаторов, изготовленных с помощью ионного травления и фото и лазерной литографии.

Введение

Структуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe являются перспективным материалом для создания полупроводниковых межзонных лазеров, которые могут составить конкуренцию квантовым каскадным лазерам (ККЛ) в средней и дальней инфракрасных областях спектра. На данный момент в различных структурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe получена генерация стимулированного излучения (СИ) в диапазоне длин волн от 2 до 31 мкм (длина волны 31 мкм не доступна для ККЛ) [1]. Стоит отметить, что СИ генерируется в ходе однопроходного усиления, то есть в отсутствии резонатора. В отличие от структур, выращиваемых на направлениях типа (100), в которых резонаторы изготавливаются за счет плоскопараллельных сколов, к сожалению, к нашим структурам такой подход не применим, так как они выращивались на специфическом направлении роста (013). Поэтому для гетероструктур с направлением роста (013), в частности, наших гетероструктур с КЯ на основе HgCdTe, требуются альтернативные методы для создания резонатора. Таким методом, например, может стать ионное травление.

Методика эксперимента

Гетероструктуры на основе HgCdTe были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe [2]. Исследуемая структура имела 5 КЯ с толщиной 6.1 нм и составом $Cd\ x = 0.108$, помещенных в волноводный слой $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$.

Для создания полосковых резонаторов были использованы методы масочной литографии (классическая фотолитография, где проявление фоторезиста производится через маску), безмасочной литографии (проявление фоторезиста производится посредством прорисовки топологии с использованием лазерного пучка) и ионного травления. Длина полосков составляла от 1 до 10 мкм, высота — от 5 до 7 мкм и ширина 7 мкм. На рис. 1 приведен снимок полоскового резонатора, сделанный с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) SUPRA 50VP (Carl Zeiss).

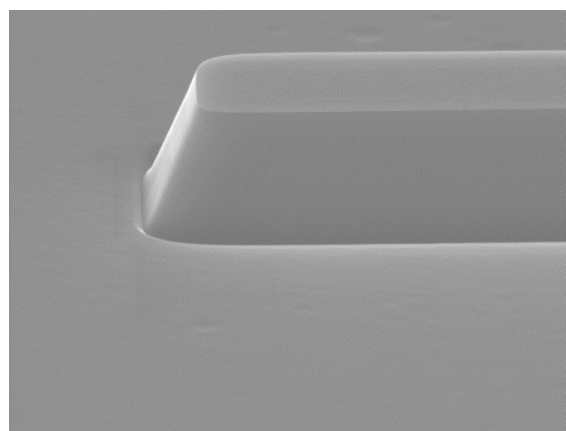


Рис. 1. Снимок СЭМ полоскового резонатора исследуемой структуры

Для измерения излучения образцы устанавливались на холодный палец гелиевого криостата замкнутого цикла, имеющего возможность перестройки температуры от 8 до 300 К. Излучение с помощью эллиптического зеркала направлялось на вход оптически сопряженного фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Спектры излучения исследовались в режиме пошагового сканирования для минимизации фонового излучения. В качестве источника импульсного оптического возбуждения использовался оптический параметрический генератор ближнего ИК-диапазона (ОПО) с частотой повторения импульсов 10 Гц, длительностью импульса 10 нс и выходной длиной волны излучения 2 мкм с максимальной энергией в импульсе ~10 мДж.

Результаты и обсуждения

На рис. 2 приведены типичные спектры лазерного излучения (ЛИ) при оптической накачке исследуемых образцов структуры. Максимальная температура генерации ЛИ в полосках, полученных масочной литографией, составила 35 К, а в полосках, полученных безмасочной литографией, 120 К, что связано с более высоким качеством границ полосков, полученных безмасочным методом.

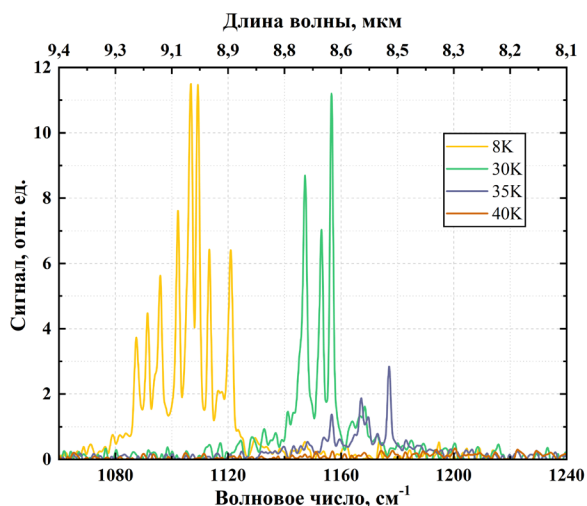


Рис. 2. Спектры ЛИ гетероструктуры с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe с полосковыми резонаторами

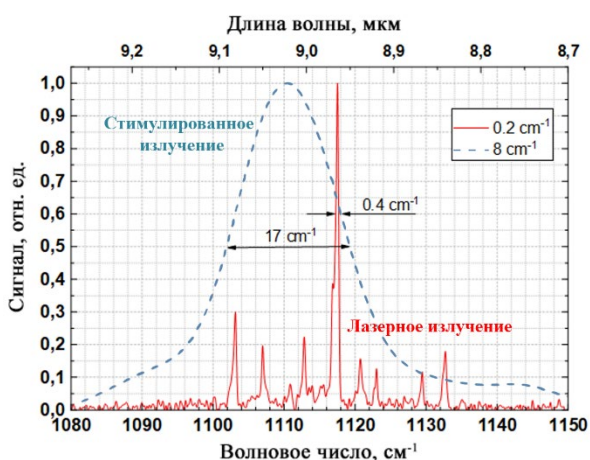


Рис. 3. Спектры СИ непроцессированной структуры и ЛИ структуры с полосковым резонатором при 8 К

Отметим, что типичная ширина линий лазерной генерации процессированных образцов была на полтора порядка меньше типичной ширины линии СИ. Сравнение спектров СИ и ЛИ при одной и той же температуре для непроцессированного и процессированного образцов приведено на рис. 3. Здесь штрих пунктирной линией изображен спектр СИ непроцессированной структуры, то есть структуры без резонатора, сплошной линией — спектр ЛИ структуры с полосковым резонатором (процессированная структура). Ширина линий СИ составляла 17 см^{-1} , а ЛИ $\sim 0.4 \text{ см}^{-1}$.

Заключение

Таким образом, продемонстрирована возможность использования методов масочной и безмасочной литографии и ионного травления для создания полосковых резонаторов в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe. Связанные с формированием резонаторов технологические процессы не приводят к деградации оптических свойств структур. Полученные результаты показывают, что исследуемые структуры с полосковыми резонаторами могут быть использованы как материал для создания лазеров в среднем инфракрасном диапазоне с оптической накачкой.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00310).

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev *et al.* // ACS Photonics, **8** (12), 3526–3535 (2021).
2. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov *et al.* // Journal of Electronic Materials, **39** (7), 918 (2010).

Оптические свойства нанокристаллов оксида галлия в матрицах широкозонных диэлектриков

А. А. Ревин*, А. А. Конаков, Д. С. Королев

¹ Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

*revinalexandre@yandex.ru

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию оптических свойств нановключений оксида галлия в широкозонных диэлектрических матрицах (типа диоксида кремния). Вычислен сдвиг края поглощения в зависимости от размеров нановключений. Рассчитываются спектры фотолюминесценции композитных образцов.

Интерес к изучению оксида галлия растет экспоненциально последние два десятилетия. Это связано с перспективами применения оксида галлия для построения приборов силовой электроники, детекторов УФ-диапазона и др. [1].

Интерес к исследованию нанокристаллических структур на основе оксида галлия связан в первую очередь с простотой получения нанокристаллов Ga_2O_3 в сравнении с ростом монокристаллических образцов. Одним из базовых методов является ионная имплантация, позволяющая формировать включения нанокристаллов Ga_2O_3 в полупроводниковых и диэлектрических матрицах [2].

В работе теоретически исследуются оптические свойства нанокристаллов Ga_2O_3 , внедренных в широкозонные матрицы. Оптическая щель и спектры поглощения моделируются в рамках приближения огибающей функции. Расчеты показывают, что размерное квантование оказывается существенным только для электронов. Рисунки 1 и 2 демонстрируют энергии основного электронного состояния в нанокристалле и энергию электронно-дырочного взаимодействия.

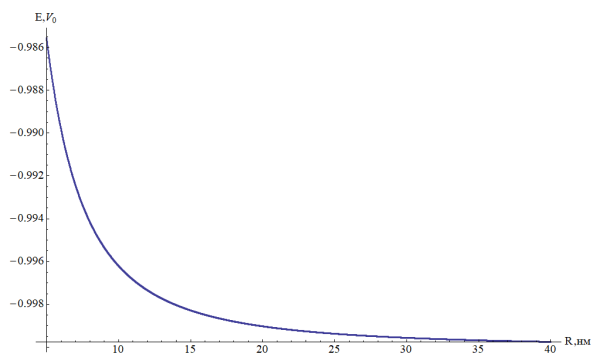


Рис. 1. Зависимость энергии 1s состояния электрона от радиуса нанокристалла Ga_2O_3

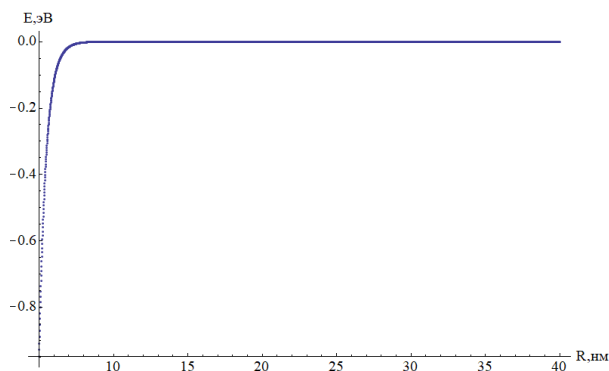


Рис. 2. Зависимость энергии кулоновского взаимодействия дырки и электрона от радиуса нанокристалла

Эксперименты показывают, что, по всей видимости, фотолюминесценция структур с нановключениями обусловлена рекомбинацией донорно-акцепторных пар в Ga_2O_3 , где донорами и акцепторами являются естественные дефекты. Также в экспериментах при низкой температуре отжига наблюдаются дополнительные пики излучения, которые связываются с образованием нановключений Ga_2O_3 другой фазы. В настоящей работе указанные выше факты моделируются теоретически и сравниваются с экспериментальными данными.

Финансирование

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-79-10233.

Литература

1. S. I. Stepanov et al. // Rev. Adv. Mater. Sci. 44, 63 (2016).
2. A. Nikolskaya et al. // Journal of Vacuum Science & Technology A 39, 030802 (2021).

Особенности роста гибридных III–V наноструктур на полупроводниковых подложках

Р. Р. Резник^{1,*}, И. В. Илькив^{1,2}, К. П. Котляр¹, В. О. Гридчин^{2,3}, Е. В. Убийвовк¹, Н. В. Крыжановская², Н. Акоюн⁴, Г. Э. Цырлин^{1–3}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб, д. 13б, Санкт-Петербург, 199034

² СПбАУ им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, д. 8/3, Санкт-Петербург, 194021

³ ИАП РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, Санкт-Петербург, 198095

⁴ Датский технический университет, Anker Engelunds Vej 1, 101A, Lyngby, 2800

*moment92@mail.ru

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование зависимости физических свойств гибридных наноструктур на основе различных III–V материалов, включая нитриды, от параметров роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии, таких как материал и температура подложки во время роста, величины и соотношения потоков материалов из источников, время роста нитевидных нанокристаллов и квантовых точек, предростовая и послеростовая обработки образцов.

Введение

В настоящее время полупроводниковые наноструктуры на основе соединений III и V групп таблицы Менделеева привлекают повышенный интерес исследователей благодаря своим уникальным оптическим, электрофизическим, транспортным и другим свойствам [1]. III–V наноструктуры являются перспективными компонентами для создания приложений нового поколения в областях фотоники, силовой электроники, возобновляемой энергетики, квантовой информатики и мн. др. [2]. Использование таких технологических методов синтеза, как метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволило воспроизводимо получать наноструктуры с комбинированной размерностью, например, типа квантовая точка (КТ) в теле нитевидного нанокристалла (ННК) [3]. Из-за уникальной морфологии таких наноструктур механические напряжения, возникающие по причине рассогласования по постоянным решёткам между материалами ННК и подложки, эффективно релаксируют на боковых гранях ННК [4]. Благодаря этому становится возможен синтез высококачественных гибридных III–V наноструктур на различных подложках, включая пластины монокристаллического кремния.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование зависимости физических свойств гибридных наноструктур на основе различных III–V материалов, включая нитриды, от параметров роста, таких как материал и температура подложки во время роста, величины и соотношения потоков материалов из источников, время роста ННК и КТ, предростовая и послеростовая обработки образцов.

Эксперимент

Эксперименты по синтезу наноструктур были выполнены с помощью установки МПЭ, оснащенной эффузионными источниками индия (In), галлия (Ga), алюминия (Al), мышьяка (As), фосфора (P), плазмы азота (N⁺) и дополнительной камерой металлизации. На подготовительном этапе подложки подвергались процедуре очистки в водном растворе HF(10:1) и термической очистке при температуре 850 °С в камере металлизации. В той же камере на поверхность подложки напылялся тонкий слой золота (1–2 нм)

с последующей минутной выдержкой при той же температуре для формирования капель-катализаторов для последующего синтеза ННК. После переноса подложки в ростовую камеру образец нагревался до ростовой температуры. На следующем этапе непосредственно синтезировались гибридные наноструктуры путём открытия и закрытия заслонок источников соответствующих материалов.

Результаты

В результате исследований были изучены зависимости физических свойств наноструктур от условий роста и выбора подложки. В частности, было показано, что, изменяя время роста КТ, соотношение потоков материалов III группы и температуру роста, можно управлять размером и составом КТ в теле ННК, тем самым управляя длиной волны излучения из КТ. Для GaAs и InGaAs КТ суммарный диапазон длин волн излучения составил 750–1330 нм. Также было показано, что высота и форма ННК влияют на интенсивность и направленность излучения из КТ. Теоретические расчёты, проведенные в рамках работы, хорошо согласовываются с экспериментальными данными. В случае синтеза III–N соединений была сформирована InGaN вставка в GaN ННК на поверхности Si и SiC и изучены физические свойства таких наноструктур.

Финансирование

Работа была выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках исследовательского гранта № 94031047.

Литература

1. V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov *et al.* // Phys. Rev. B, **85**, 144418 (2012).
2. G. E. Cirlin, V. G. Dubrovskii, Yu. B. Samsonenko *et al.* // Phys. Rev. B, **82**, 035302 (2010).
3. G. E. Cirlin, R. R. Reznik, I. V. Shtrom *et al.* // Journal of Physics D: Applied Physics, **50**, 484003 (2017).
4. V. G. Dubrovskii, G. E. Cirlin, V. M. Ustinov // Semiconductors **43**, 1539 (2009).

Магнитодисперсия плазмонов в анизотропной экранированной полосе с двумерным электронным газом

Д. А. Родионов^{1,2,*}, И. В. Загороднев¹

¹ ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, к. 7, Москва, 125009

² Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701

*rodionov.da@phystech.edu

Теоретически исследованы магнитоплазменные колебания в анизотропной полосе с двумерным электронным газом вблизи металлического затвора. Исследование проводилось в двумерных электронных системах с анизотропной проводимостью в модели Друде. Получены и проанализированы аналитические выражения для частоты плазмонов с учётом эффектов электромагнитного запаздывания при произвольной ориентации главных осей тензора эффективных масс электрона.

В недавнее время возник интерес к плазменным колебаниям (плазмонам) в ограниченных двумерных анизотропных электронных структурах, таких как квантовые ямы на основе напряженного AlAs [1]. В своей работе мы решили начать теоретическое исследование плазмонов с анизотропных электронных систем в форме полосы. В том числе рассмотрен случай, когда существенны эффекты электромагнитного запаздывания, т. е. при скоростях плазмона, сравнимых со скоростью света в вакууме.

Метод расчёта

Рассмотрим бесконечную полосу ширины W с двумерным электронным газом. Направим оси x , y поперёк и вдоль полосы соответственно. Под полосой в плоскости $z = -d$ находится бесконечный идеальный металлический затвор. Двумерная электронная система помещена в постоянное однородное магнитное поле B , линии которого перпендикулярны полосе. Работать будем в системе единиц СГС.

Для получения магнитодисперсии составим уравнение на плотность тока собственных плазменных мод в рассматриваемой двумерной электронной системе. Будем искать плазменные колебания, электромагнитные поля которых так же, как их плотность тока и возмущение плотности заряда, осциллируют согласно правилу $\propto e^{iqy - i\omega t}$, где q — волновой вектор вдоль полосы, а ω — частота. Динамическую проводимость двумерного электронного газа будем рассматривать в рамках модели Друде в чистом пределе, т. е. время релаксации электронов много больше периода плазменных колебаний. Тогда с учетом внешнего магнитного поля, анизотропии и произвольной ориентации тензора эффективных масс проводимость в выбранной системе координат запишется как

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\omega^2 - \omega_c^2} \frac{ne^2}{m_1} & \frac{\omega_c}{\omega^2 - \omega_c^2} \frac{ne^2}{\sqrt{m_1 m_2}} \\ -\omega_c & \frac{i\omega}{\omega^2 - \omega_c^2} \frac{ne^2}{m_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix},$$

где n , $m_{1,2}$ и $-e$ — двумерная концентрация, эффективная масса вдоль главных осей и заряд электронов соответственно, $\omega_c = eB/c\sqrt{m_1 m_2}$ — циклотронная частота, c — скорость света в вакууме, $\theta \in [-\pi, \pi]$ — угол между осью, соответствующей массе m_1 , и положительным направлением оси x (положительный угол — обход против часовой стрелки). Используя уравнения Максвелла, связь электрического поля с током через проводимость $\hat{\sigma}$ и требуя зануления тангенциальной компоненты электрического поля на затворе, получаем интегродифференциальное уравнение на плотность тока. Решения ищем такие, что нормальная компонента тока на краях равна нулю, т. е. $j_x(-W/2) = j_x(W/2)$.

Для упрощения анализа в нашей работе рассмотрен случай сильно экранированной полосы, в котором уравнение на ток становится исключительно дифференциальным. Таким образом, мы получаем предел локальной связи, так как ток определяется сам через себя в рассматриваемой точке полосы. В действительности затвор оказывается настолько близко, что элемент заряда в полосе взаимодействует только со своим изображением в металлическом затворе. Кроме того, в силу такой близости плазменные колебания не испытывают радиационных потерь. Это объясняется взаимным подавлением излучения от электронов в полосе и от их изображений в металле. Для применимости предела локального взаимодействия расстояние между электронным газом и затвором d должно быть много меньше ширины полосы и длины волны плазмона.

Результаты

Плазменные колебания в полосе можно характеризовать целыми неотрицательными числами $N = 0, 1, 2, \dots$, которые указывают на количество длин полуволн, укладывающихся на ширине полосы. Фундаментальная мода $N = 0$ является краевым магнитоплазмоном, который существует только при $q \neq 0$. Его ток направлен строго вдоль полосы. Обезразмеренная на $2\pi c/W$ частота ω_N «объёмных» ($N \neq 0$) двумерных плазмонов в полосе имеет вид

$$\tilde{\omega}_N^2 = \frac{\tilde{\omega}_c^2}{\alpha_1 \alpha_2} + 2\tilde{d} \left[\left(\frac{N}{2} \right)^2 \tilde{\Gamma}(\theta) \frac{\alpha(\theta)}{\alpha_1 \alpha_2} + \tilde{q}^2 \frac{\tilde{\Gamma}_1 \tilde{\Gamma}_2}{\tilde{\Gamma}(\theta)} \frac{1}{\alpha(\theta)} \right],$$

где введены безразмерные величины $\tilde{\omega}_c = \omega_c W / 2\pi c$, $\tilde{d} = 2\pi d / W$, $\tilde{q} = qW / 2\pi$, $\tilde{\Gamma}_{1,2} = ne^2 W / m_{1,2} c^2$, $\tilde{\Gamma}(\theta) = \tilde{\Gamma}_1 \cos^2 \theta + \tilde{\Gamma}_2 \sin^2 \theta$ и $\alpha_{1,2} = 1 + 2\tilde{d}\tilde{\Gamma}$, $\alpha(\theta) = 1 + 2\tilde{d}\tilde{\Gamma}_1\tilde{\Gamma}_2 / \tilde{\Gamma}(\theta)$. В квазистатике $\tilde{\Gamma}_{1,2}, \tilde{\Gamma}(\theta) \ll 1$ ($\alpha_{1,2}, \alpha(\theta) \rightarrow 1$). Частота краевого магнитоплазмона даётся выражением

$$\tilde{\omega}_0^2 = 2\tilde{d}\tilde{q}^2 \frac{\tilde{\Gamma}_1\tilde{\Gamma}_2}{\tilde{\Gamma}(\theta)} \frac{1}{\alpha(\theta)}$$

и вовсе не зависит от величины магнитного поля.

В коротковолновом пределе дисперсия всех плазмонов линейна и их скорость есть

$$c \sqrt{2\tilde{d}\tilde{\Gamma}_1\tilde{\Gamma}_2 / \tilde{\Gamma}(\theta)\alpha(\theta)}.$$

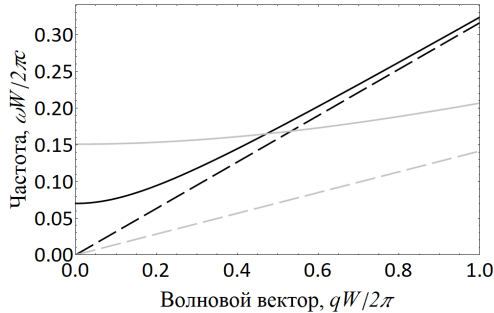


Рис. 1. График зависимости частоты ω фундаментальной $N = 0$ (сплошная линия) и первой «объёмной» двумерной плазменной моды $N = 1$ (пунктирная) от волнового вектора q в отсутствие магнитного поля при $\Gamma_1 = 0.2$, $\Gamma_2 = 1$ и $d = 0.008W$. Чёрный цвет соответствует углу $\theta = 0$, а серый — $\theta = \pi/2$. Наблюдается пересечение дисперсий мод $N = 1$ при разных ориентациях тензора эффективных масс в полосе

В сильных магнитных полях учёт электромагнитного запаздывания приводит к понижению частоты циклотронного резонанса $\tilde{\omega}_N = \tilde{\omega}_c / \sqrt{\alpha_1\alpha_2}$, что недавно было обнаружено в изотропных системах [2, 3].

На рис. 1 представлена дисперсия двух нижайших по частоте плазменных мод в полосе. В квазистатике изменение квадрата частоты для любого «объёмного» двумерного плазмона при повороте от угла $\theta = 0$ до $\theta = \pi/2$ даётся выражением

$$\omega_N^2(0) - \omega_N^2\left(\frac{\pi}{2}\right) = 4\pi ne^2 d \frac{m_2 - m_1}{m_1 m_2} \left(\left(\frac{N\pi}{W}\right)^2 - q^2 \right)$$

и оказывается пропорциональным разности эффективных масс и разности квадратов компонент волнового вектора вдоль полосы и поперек.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (№ 21-1-5-133-1).

Литература

1. A. R. Khisameeva, V. M. Muravev, I. V. Kukushkin // *Appl. Phys. Lett.*, **117**, 093102 (2020).
2. A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov // *Phys. Rev. B*, **103**, 125301 (2021).
3. I. V. Andreev, V. M. Muravev, N. D. Semenov, A. A. Zabolotnykh, I. V. Kukushkin // *Phys. Rev. B*, **104**, 195436 (2021).

Оптические свойства полупроводниковых нитевидных нанокристаллов

Н. Д. Ростовцев^{1,*}, М. Ю. Петров¹, М. С. Кузнецова¹, К. П. Котляр^{1,2}, И. В. Илькив^{1,2}, Г. Э. Цирлин^{1,2}, Р. Р. Резник^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504

² Санкт-Петербургский Академический университет, ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021

*nick.gomero@bk.ru

В работе представлены исследования оптических свойств $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ нитевидных нанокристаллов (ННК) и помещенных в них квантовых точек GaAs, выращенных в кристаллической фазе вюрцита. Анализ спектров фотолюминесценции и возбуждения фотолюминесценции позволяет сделать выводы о высокой однородности ансамбля локализованных носителей и проявлении механизмов экситон-экситонного взаимодействия.

Введение

Ввиду своих превосходных оптоэлектронных свойств нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе материалов III–V представляют интерес для создания новых фотоэлектронных устройств. Важным следствием большого отношения поверхности и объема в таких квазиодномерных объектах является возможность комбинации материалов, в том числе имеющих сильно различные постоянные кристаллической решетки. Квантовые точки (QD) GaAs в ННК $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, сформированные таким методом, могут быть использованы как однофотонные излучатели. Исследование оптических свойств таких структур имеет несомненный практический интерес.

Оптические свойства ансамбля ННК $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$

В то время как объемные слои и тонкие пленки GaAs и $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ имеют кристаллическую структуру цинковой обманки (ZB), в ННК можно наблюдать участки кристаллической структуры как в фазе ZB, так и в фазе вюрцита (WZ). ННК типа WZ — это новый полупроводниковый материал, исследования оптических свойств которого является важной задачей.

В данной работе проведены оптические исследования структур с ансамблями $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК. На рис. 1, а представлен спектр фотолюминесценции (ФЛ), измеренный при возбуждении полупроводниковым лазером с энергией 1,87 эВ. Из рисунка видно, что спектр состоит из двух полос. Согласно работе [1], низкоэнергетичный пик соответствует излучению света из внутренней части ННК, так называемый *core*. Высокоэнергетичный пик соответствует излучению из оболочки ННК, так называемому *shell*. Диапазон мощностей, при котором измерялись спектры ФЛ, покрывал значения, лежащие в четырех порядках интенсивности возбуждения. Аппроксимация полос гауссианами продемонстрировала, что их ширина не зависела от мощности накачки, что свидетельствует о неоднородном уширении, которое возникает вследствие разброса размеров ННК в ансамбле.

Для определения плотности электронных состояний было проведено исследование спектра возбуждения ФЛ (рис. 1, б). Энергия детектирования соответствовала максимуму низкоэнергетичной полосы ФЛ и составляла $E_{\text{det}} = 1,61$ эВ. Из анализа спектра воз-

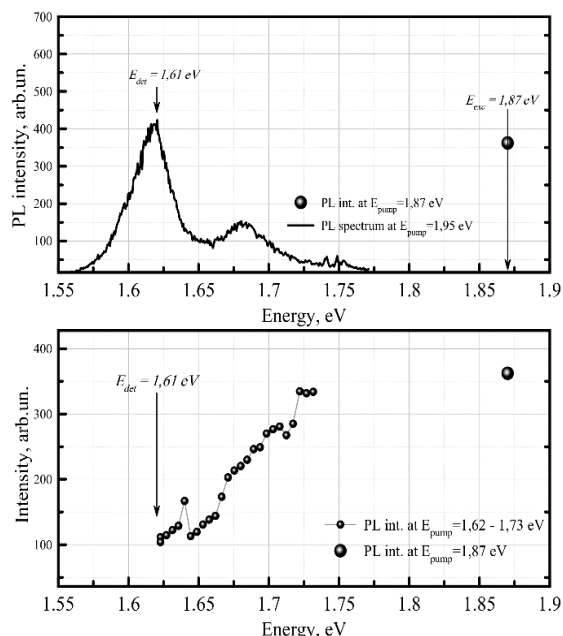


Рис. 1. Спектр ФЛ (верхняя панель) и спектр возбуждения ФЛ (нижняя панель), измеренный в максимуме интенсивности низкоэнергетичного пика *core* $E_{\text{det}} = 1,61$ эВ

буждения ФЛ следует, что полосы ФЛ не являются излучением от двух независимых подансамблей ННК. При накачке в пик *shell* интенсивность ФЛ из состояния *core* возрастает, что свидетельствует об эффективном захвате фоторожденных носителей и рекомбинации из нижайшего энергетического состояния.

Оптические свойства квантовых точек GaAs в ННК $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$

Вторым этапом исследований был анализ оптических свойств ННК, выращенных в схожем ростовом цикле, дополнительно при помещении в каждый ННК квантовой точки GaAs (рис. 2). В спектрах ФЛ таких структур наблюдаются четыре полосы излучения. Два низкоэнергетичных пика соответствуют излучению из основного и первого возбужденных состояний, локализованных в QD. Высокоэнергетичные пики соответствуют излучению при рекомбинации носителей в ННК. Спектры ФЛ аппроксимировались набором пиковых функций (рис. 2). Пики ФЛ, соответствующие излучению из ННК, как и ранее, хорошо описываются гауссианами, однако пики ФЛ, соответствующие излучению QD, лучше аппроксимируются

контурами Лоренца, что свидетельствует о высокой степени однородности размеров квантовых точек в ансамбле. Это выгодно отличает изучаемые структуры от ансамблей самоорганизованных QD, выращиваемых по методу Странского — Крастанова.

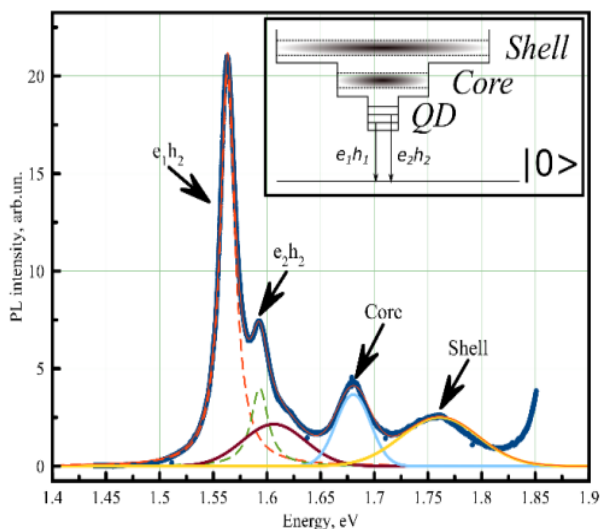


Рис. 2. Спектр ФЛ для ансамбля AlGaAs ННК с QD GaAs. На вставке — схема системы возбужденных состояний

Анализ полученных спектров ФЛ, позволил определить зависимости, представленные на рис. 3. При увеличении мощности оптического возбуждения положения пиков ФЛ для *core* и *shell* смещаются в низкоэнергетичную область. Голубой сдвиг происходит при диполь-дипольном взаимодействии экситонов. Однако существует и альтернативный механизм, связанный с перераспределением плотности энергетических состояний, возникающий в результате заполнения свободных состояний фоторожденными носителями при ограниченной скорости излучательной рекомбинации. Энергетическое положение пика QD при увеличении мощности накачки не меняется, что характерно для сильно локализованных состояний.

Заключение

В заключение можно сделать следующие выводы. При исследовании оптических свойств ансамбля ННК, выращенных в кристаллической фазе WZ, наблюдается энергетический сдвиг полосы излучения

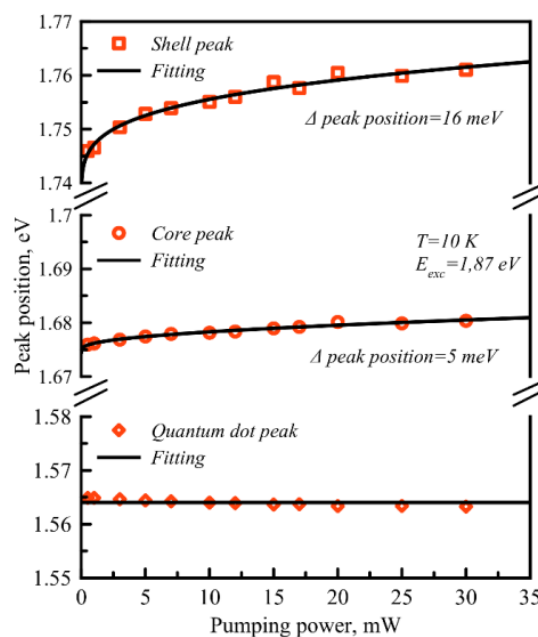


Рис. 3. Мощностная зависимость положения пиков ФЛ от ННК и QD при энергии возбуждения 1,87 эВ

на 0,25 эВ в красную область, по сравнению с объемным $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ с аналогичной концентрацией Al. В спектрах ФЛ ННК наблюдаются две полосы излучения, возникающие в результате сложной структуры ННК, имеющие области ядра и оболочки. Анализ спектров ФЛ от квантовых точек, выращенных внутри ННК, демонстрирует крайне высокую степень однородности ансамбля таких точек. Экспериментально наблюдается голубой сдвиг полосы ФЛ от мощности накачки, для ННК и не наблюдается для сильно локализованных носителей.

Финансирование

Авторы благодарят Санкт-Петербургский государственный университет за финансовую поддержку в рамках гранта № 94030557.

Литература

1. I. V. Shtrom et al. Structural and Optical Properties of Wurtzite AlGaAs Nanowires Grown by MBE on Si(111) Substrate // *Semiconductors* (2018). Т. 52. С. 2146–2148.

Оптимизация параметров гетероструктуры HgTe/CdHgTe для генерации двумерных плазмонов

А. О. Рудаков*, В. Я. Алешкин, А. А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087
* rudackovartur@ipmras.ru

Работа посвящена поиску оптимальных параметров гетероструктуры для генерации двумерных плазмонов. Показано, что для уменьшения пороговой концентрации неравновесных носителей необходимо, чтобы ширина запрещенной зоны квантовой ямы немного превосходила энергию продольного оптического фонона барьера. Кроме того, квантовая яма должна быть достаточно узкой, чтобы расстояние между подзонами размерного квантования дырок было больше ширины запрещенной зоны.

Введение

Одной из актуальных задач физики полупроводников является создание компактного источника излучения, работающего в области остаточных лучей GaAs, в которой не работают квантово-каскадные лазеры.

Одним из способов решения этой проблемы является генерация двумерных плазмон-фононов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с узкозонными квантовыми ямами (КЯ). Привлекательными сторонами генерации плазмон-фононов являются большие коэффициенты модового усиления ($>10^5 \text{ см}^{-1}$) [1] и отсутствие необходимости создания волноводов. Кроме того, технология роста таких структур хорошо отработана в настоящее время.

Для исключения фоновой рекомбинации, препятствующей созданию инверсной населенности зон, желательно чтобы ширина запрещенной зоны КЯ была больше энергии продольного оптического фонона в барьере и КЯ. Межзонные переходы электронов с испусканием плазмон-фононов возможны, в том случае, если энергия плазмон-фонона превышает эффективную ширину запрещенной зоны $E_{g \text{ eff}}$ [1]. Если ширина запрещенной зоны уменьшается, то закон дисперсии плазмон-фонона начинает пересекать эффективную ширину запрещенной зоны при меньших концентрациях неравновесных носителей, что позволяет уменьшить пороговую концентрацию неравновесных носителей. Таким образом, необходимо подобрать параметры структуры так, чтобы ширина запрещенной зоны КЯ была немного больше энергии продольного оптического фонона в барьере (в рассматриваемой структуре).

В настоящей работе показано, что уменьшение ширины запрещенной зоны КЯ с 35 мэВ до 25 мэВ приводит к существенному уменьшению пороговых концентраций носителей.

Методика расчета

Спектр плазмон-фононов в структурах находился с учетом пространственной дисперсии поляризуемости КЯ. Поляризуемость КЯ $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ можно найти, используя формулу Линдхарда с учетом конечной частоты столкновений [2]. Частоты релаксации фазы для недиагональных компонент матрицы плотности полагались равными 0.5 мэВ для электронов и 1 мэВ для дырок. Для вычисления поляризуемости КЯ с учетом пространственной дисперсии необходим

электронный спектр в КЯ. Для его нахождения мы использовали модель Кейна с учетом деформационных эффектов. В расчетах мы полагали температуру решетки равной 4.2 К.

Спектр плазмон-фононов находится из уравнения

$$1 + \frac{2\pi \text{Re}[\chi(\mathbf{q}, \omega)]}{\text{Re}[\kappa(\omega)]} Q = 0, \quad (1)$$

где $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ — поляризуемость неравновесных носителей, $\kappa(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость барьеров, $Q^2 = q^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \text{Re}[\kappa(\omega)]$.

Усиление плазмонов путем межзонных переходов электронов возможно в случае, если концентрация неравновесных носителей превышает значение пороговой концентрации.

Обсуждение результатов

Для того чтобы проиллюстрировать, что уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к уменьшению пороговой концентрации неравновесных носителей, произведено сравнение характеристик плазмон-фононов в структуре с 5 нм КЯ и структуре с 5.3 нм КЯ. Содержание Cd в барьере полагается равным 0.7. Ранее рассматривалась структура с 5 нм КЯ [1, 3], что не совсем оптимально для генерации плазмонов. Расчет зонной структуры показал, что ширина запрещенной зоны в 5.3 нм КЯ составляет 25 мэВ, в 5 нм КЯ — 35 мэВ. Энергия CdTe-подобного оптического фонона примерно равна 22 мэВ. Путем решения уравнения (1) получены спектры плазмон-фононов в КЯ (см. рис. 1).

Из рис. 1 видно, что в структуре с КЯ шириной 5.3 нм усиление плазмон-фононов начинается при меньших энергиях, поскольку пересечение с $E_{g \text{ eff}}$ происходит при меньших волновых векторах и энергиях, по сравнению с 5 нм КЯ. Увеличение эффективной температуры неравновесных носителей приводит к тому, что затухание Ландау начинается при меньших энергиях плазмон-фононов. Значения пороговых концентраций неравновесных носителей при $T_{\text{eff}} = 4.2 \text{ К}$ равны $1.317 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для 5 нм КЯ, и $6.05 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ для 5.3 нм КЯ; при $T_{\text{eff}} = 77 \text{ К}$ — $2.13 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для 5 нм КЯ, и $1.22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для 5.3 нм КЯ. Таким образом, структура с КЯ шириной 5.3 нм обладает меньшими пороговыми концентрациями при выбранных эффективных температурах неравновесных носителей, т. е. является более оптимальной по сравнению со структурой с КЯ шириной

5 нм. Усиление плазмон-фононов в структуре с 5.3 нм КЯ начинается при меньших энергиях плазмон-фононов. Спектры коэффициента усиления плазмон-фононов приведены на рис. 2.

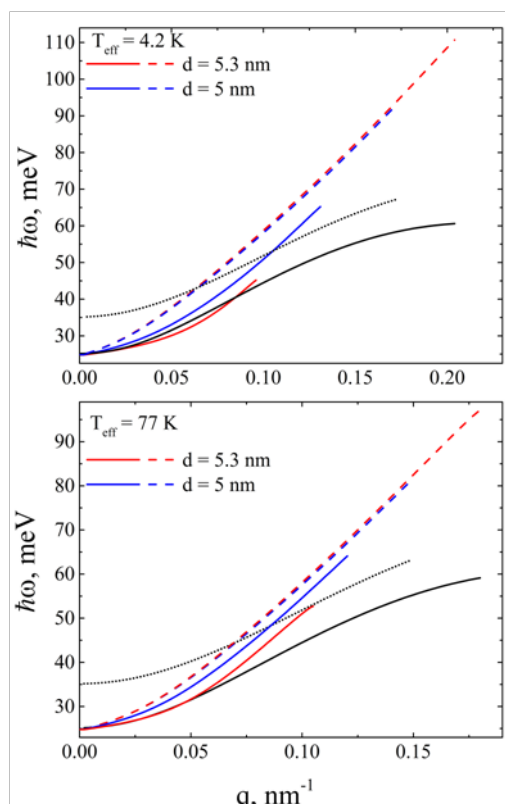


Рис. 1. Спектры плазмон-фононов в рассматриваемых структурах при двух эффективных температурах неравновесных носителей. Сплошным линиям соответствует пороговая концентрация неравновесных носителей, штриховым линиям — $3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №22-72-10111.

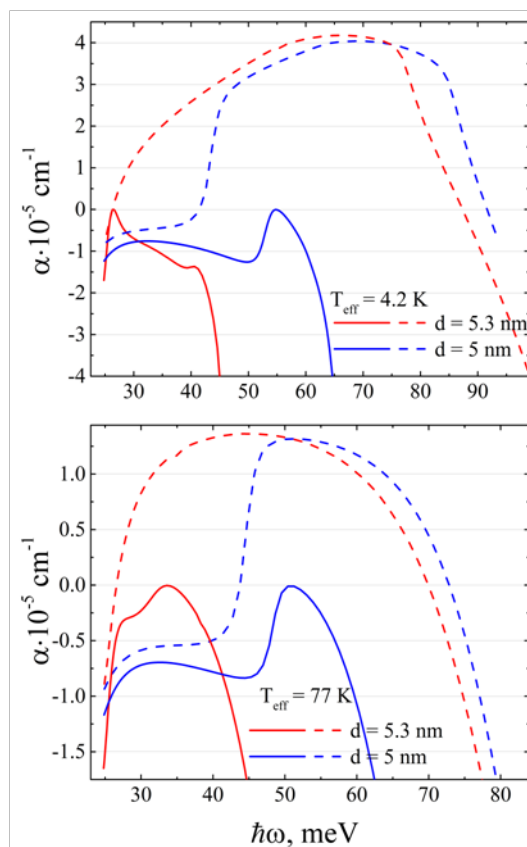


Рис. 2. Спектры коэффициента усиления плазмонов при двух эффективных температурах неравновесных носителей. Сплошным линиям соответствует пороговая концентрация неравновесных носителей, штриховым линиям — $3 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$

Литература

1. K. Kapralov, G. Alymov, D. Svintsov and A. Dubinov // J. Phys.: Condens. Matter., 32 065301 (2020).
2. V. Ya. Aleshkin, et al. // Journal of Physics Communications, 4 115012 (2020).

Стимулированное излучение в диапазоне длин волн 24–31 мкм в структурах с квантовыми ямами на HgCdTe

В. В. Румянцев^{1,*}, А. А. Дубинов^{1,2}, В. В. Уточкин¹, А. А. Разова^{1,2}, М. А. Фадеев¹, К. А. Мажукина^{1,2}, Н. Н. Михайлов³, С. А. Дворецкий³, С. В. Морозов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

* rumyantsev@ipmras.ru

В работе получено стимулированное излучение на межзонных переходах в диапазоне длин волн 18–31 мкм в структурах с квантовыми ямами HgCdTe. Показано, что увеличение толщины технологического буфера CdTe до 15 мкм позволяет существенно снизить потери в волноводе и понизить порог генерации до 600 Вт/см² на длине волны 27 мкм.

Введение

На протяжении последних десятилетий достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов HgCdTe, в связи с чем наблюдается рост числа исследований этого материала и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на его основе. Недавние исследования показывают, что такие структуры могут быть перспективными для создания длинноволновых межзонных лазеров [1]. В частности, на длинах волн 16–30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в обозначенный диапазон квантово-каскадных лазеров на основе «традиционных» A3B5 материалов GaAs и InP [2].

Методика эксперимента

В работе выполнены исследования фотолюминесценции и стимулированного излучения (СИ) в структурах с КЯ на основе HgCdTe с диэлектрическим волноводом, выращенным на полуизолирующей подложке GaAs(013) с ZnTe и CdTe буферами.

Спектры СИ были измерены с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Детальное описание экспериментальной установки можно найти в работе [1]. Накачка осуществлялась CO₂-лазером с длиной волны 10.6 мкм с максимальной интенсивностью ~100 кВт/см² при длительности импульса 100 нс.

Результаты и обсуждение

Исследование структур со стандартной толщиной (10 мкм) технологического буфера CdTe позволило получить СИ с длинами волн 25 мкм и 31 мкм (см. табл. 1 и рис. 1) [1, 3]. В случае более коротковолнового СИ (25 мкм), при увеличении температуры с 8 до 60 К линия СИ сдвигалась до 17 мкм из-за увеличения ширины запрещенной зоны. В структуре, в которой СИ наблюдалось на длине волны 31 мкм, сдвига в коротковолновую область с увеличением запрещенной зоны не наблюдается, что связано, как показывают расчеты, с резким увеличением радиационных потерь в области 25–31 мкм. Для рекордно большой длины волны 31 мкм (недоступной для существующих квантовых каскадных лазеров) локализация волновод-

ной моды обеспечивается за счет ограничения ее проникновения в подложку вблизи области остаточных лучей арсенида галлия [1, 3].

Таблица 1. Параметры исследованных волноводных структур HgCdTe. D_{buf} (мкм) — толщина буфера CdTe, d (нм) — толщина КЯ, x_{Cd} (%) — концентрация кадмия в КЯ, y_{Cd} (%) — концентрация кадмия в барьерах, Y (%) — концентрация кадмия в волноводных слоях, E_{th} (мэВ) — пороговая энергия оже-рекомбинации, I_{th} (кВт/см²) — пороговая интенсивность оптической накачки. Количество КЯ во всех структурах — 15.

#	D_{buf}	d	x_{Cd}	y_{Cd}	Y	E_{th}	I_{th}
S1	10	7.4	6.5	61	71	20.7	6
S2	10	7.9	6.5	70	75	19.6	3.1
S3	15	7.8	7.4	60	65	18.6	0.6

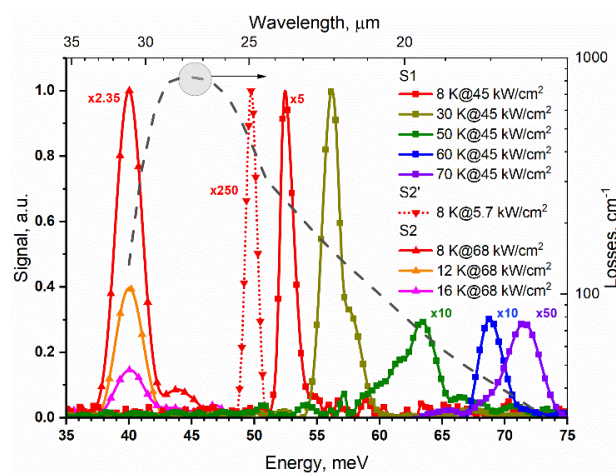


Рис. 1. Спектры СИ образцов S1 и S2 при различных температурах и интенсивностях возбуждения. На правой вертикальной оси показаны рассчитанные потери в волноводе со стандартной толщиной буфера CdTe

Для предотвращения «вытекания» моды в GaAs-подложку в области 25–31 мкм толщина буфера CdTe была увеличена до 15 мкм (рис. 2). Оптимизированная структура позволила получить СИ с длиной волны 27 мкм [3], сохраняющееся в спектральном диапазоне до 18 мкм при увеличении температуры с 8 до 72 К (рис. 3).

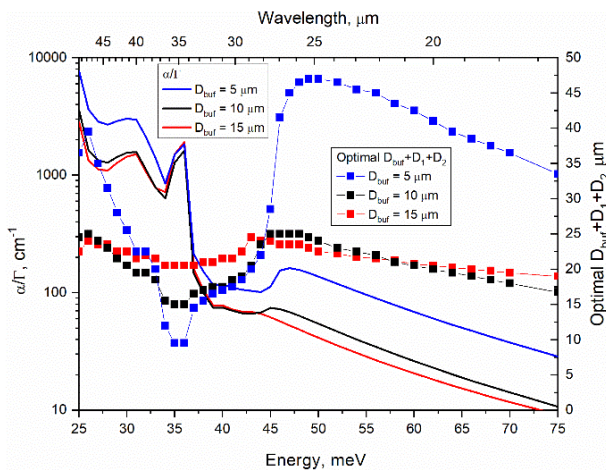


Рис. 2. Зависимость от энергии кванта СИ модовых потерь, деленных на фактор оптического ограничения, и совокупной толщины эпитаксиальной структуры для оптимизированных дизайнов волноводов с различной толщиной технологического буфера CdTe

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов модового усиления показывает, что максимальная величина усиления ограничивается разогревом носителей, который возникает из-за «активации» оже-рекомбинации для носителей с энергией, достаточной для преодоления порога оже-процесса с участием двух электронов и дырки. Согласно оценкам, при сохранении условий эксперимента можно рассчитывать на получение СИ в диапазоне длин волн до 33.5 мкм, в то время как с увеличением длины волны оптической накачки более 10.6 мкм диапазон достижимых длин волн СИ расширяется до 40 мкм.

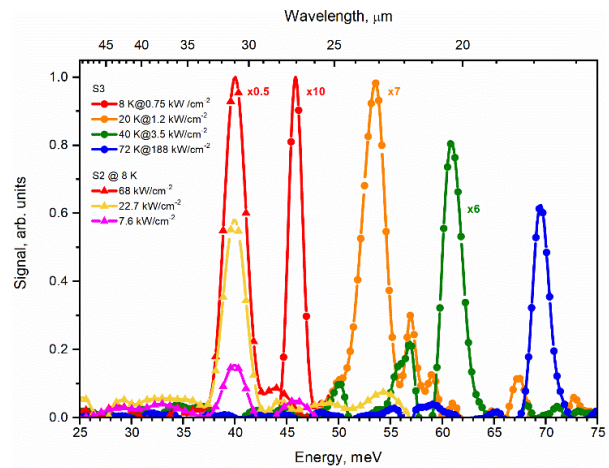


Рис. 3. Спектры СИ образцов S1 и S3 при различных температурах и интенсивностях возбуждения

Финансирование

Работа поддержана грантом РФФ № 22-12-00310. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev *et al.* // *ACS Photonics*, 8(12), 3526–3535 (2021).
2. M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams *et al.* // *Optics express*, 23(4), 5167–82 (2015).
3. V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin *et al.* // *Applied Physics Letters*, 121(18), 182103 (2022).

Особенности баллистического транспорта в многоканальных квантовых точечных контактах, обусловленные магнитной фокусировкой

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

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

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

*d.sarypov@g.nsu.ru

Исследован баллистический магнетотранспорт электронов в полупроводниковых устройствах, состоящих из двух одинаковых КТК траншейного типа, выступающих в роли инжектора и детектора электронов. В зависимости напряжения на детекторе от поперечного магнитного поля наблюдается пик, соответствующий попаданию инжектированных электронов в детектор. Приложение разности напряжений между затворами инжектора приводит к резкому смещению фокусировочного пика, что может быть объяснено переключением между пространственно разделенными проводящими каналами в КТК инжекторе.

Несмотря на долгую историю изучения квантовых точечных контактов (КТК), ряд явлений, выходящих за рамки традиционного целочисленного квантования кондактанса, остаются слабоизученными. К ним относится и эффект многоканальности, заключающийся в образовании внутри КТК нескольких проводящих каналов, квантующиеся кондактансы которых дают независимый вклад в общий кондактанс. Этот эффект можно обнаружить, модифицируя ограничивающий потенциал КТК путём приложения асимметричного напряжения между боковыми затворами [1, 2]. Эффект многоканальности проявляет себя в КТК траншейного типа (создаваемых с помощью литографических траншей, отделяющих каналы от двух боковых затворов), позволяющих прикладывать большие разности затворных напряжений. Физический механизм многоканальности может быть связан с скоррелированным перераспределением электронов двумерного газа, а также заряженных доноров и Х-долинных электронов. С помощью численного моделирования показано формирование многоямного потенциала в КТК [3].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию многоканальности через измерение кондактанса КТК, а также при помощи техники магнитной фокусировки. Она позволяет явно засвидетельствовать присутствующие в КТК каналы за счёт разделения их вкладов в измеряемый сигнал по шкале магнитных полей.

Методика эксперимента

Экспериментальные образцы изготовлены на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с квантовой ямой GaAs для электронов, формирующих двумерный электронный газ (ДЭГ) с концентрацией и подвижностью $n_{2D} = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 2 \cdot \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 4,2 \text{ К}$, соответственно.

Устройства для магнитной фокусировки состоят из двух одинаковых КТК траншейного типа, выступающих в роли инжектора и детектора электронов, расположенных на расстоянии 4 мкм друг от друга (рис. 1). Литографическая ширина КТК составляла 900 нм. Инжектор и детектор имеют индивидуальные истоки и общий сток. Электроны инжектировались при приложении к инжектору переменного напряже-

ния с амплитудой 100 мкВ. Напряжение на детекторе измерялось с помощью синхронного детектирования как функция поперечного магнитного поля. Измерения проводились при $T = 1,6 \text{ К}$.

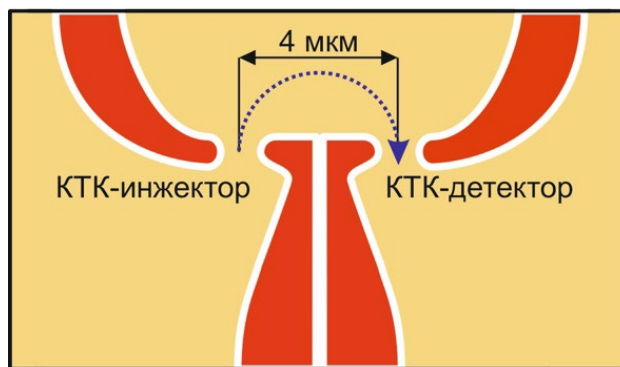


Рис. 1. Схематичное изображение геометрии образца для изучения эффекта магнитной фокусировки. Белым цветом обозначены литографические траншеи, отделяющие проводящую область с ДЭГ от боковых затворов. Траектория электронов в резонансном магнитном поле показана стрелкой

Результаты и обсуждение

Получена серия зависимостей напряжения на детекторе от магнитного поля при варьировании разности напряжений ΔV_G на затворах инжектора в пределах от -20 В до $+20 \text{ В}$ (рис. 2). Вблизи магнитного поля $B^* \approx 70 \text{ мТл}$, наблюдается пик, отвечающий попаданию инжектированных электронов в детектор (как показано стрелкой на рис. 1). Циклотронный диаметр, соответствующий B^* , равен $d_c = \frac{2\hbar\sqrt{2\pi n_{2D}}}{eB^*} \approx 4 \text{ мкм}$, что совпадает с расстоянием между инжектором и детектором.

Положение пика, как функция ΔV_G , показана на рис. 3. Видно, что при $\Delta V_G > 0$ пики наблюдаются около $B_1 \approx 68 \text{ мТл}$, а при $\Delta V_G < 0$ они сконцентрированы около $B_2 \approx 70 \text{ мТл}$. Таким образом, мы наблюдаем резкое смещение фокусировочного пика на $\Delta B \sim 2 \text{ мТл}$, которое соответствует изменению циклотронного диаметра $\Delta d_c \sim 100 \text{ нм}$, что сравнимо с характерным расстоянием между каналами, определяемым при анализе экспериментально измеренных ёмкостных коэффициентов [1, 2].

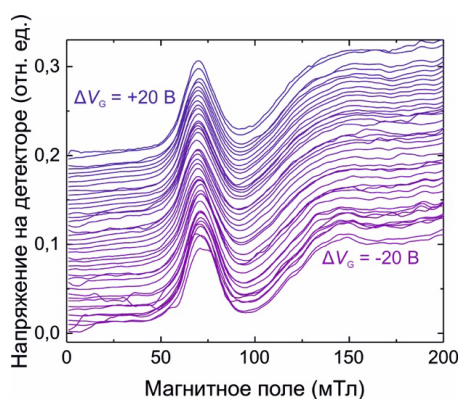


Рис. 2. Зависимость напряжения на детекторе от магнитного поля при различных ΔV_G инжектора, меняющихся от -20 В до $+20$ В. Нижняя кривая соответствует -20 В, верхняя — $+20$ В. Сумма затворных напряжений была зафиксирована на уровне -12 В

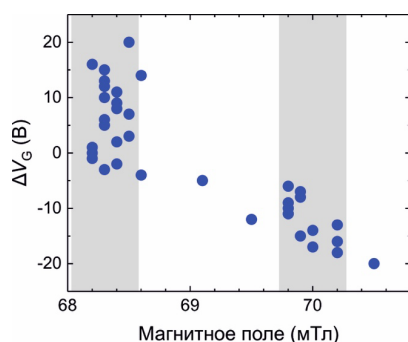


Рис. 3. Положение пика как функция разности напряжений на затворах инжектора ΔV_G

Резкое смещение может быть свидетельством формирования в КТК-инжекторе двухъямного ограничивающего потенциала.

Действительно, в случае одноямого потенциала приложение ΔV_G приводило бы к линейному смещению положения пика, в то время как линейная добавка к двухъямному потенциалу за счёт ΔV_G понижает один потенциальный минимум относительно другого, что приводит к релокации электронной плотности в нижний по энергии минимум. В эксперименте это проявляется как резкое смещение положения фокусировочного пика (см. рис. 3), т. е. происходит переключение между пространственно-разделёнными проводящими каналами КТК-инжектора.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №22-12-00343 — экспериментальные измерения) и Министерства науки и высшего образования РФ (проект №FWGW-2022-0011 — характеристика исходных гетероструктур).

Литература

1. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 152101 (2019).
2. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 012104 (2021).
3. Д. И. Сарыпов, Д. А. Похабов, А. Г. Погосов и др. // *Письма в ЖЭТФ*, **116**, 350 (2022).

Определение анизотропии формы нанокристаллов из тонкой структуры спектров поглощения рентгеновских лучей

К. А. Свит^{1,*}, Д. С. Абрамкин¹, К. С. Журавлев

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

* svit@isp.nsc.ru

Предложена методика определения анизотропии формы нанокристаллов из тонкой структуры спектров поглощения рентгеновских лучей (EXAFS) и рассмотрены ее теоретические основы. Проведено сравнение реальной формы нанокристаллов и результатов, полученных из моделирования данных EXAFS. Проанализированы возможности практического применения методики.

Введение

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) привлекают внимание исследователей по всему миру уже на протяжении более чем 30 лет. Интерес к НК связан с тем, что их свойства, в отличие от объемного материала, можно изменять, меняя размер, кристаллическую структуру, форму и состояние поверхности НК [1]. Зачастую задача определения формы НК не решается с использованием популярных методов зондовой и просвечивающей электронной микроскопии. Зондовые методы не позволяют определять форму и размер НК, расположенных внутри твердых матриц. Ограничения просвечивающей электронной микроскопии связаны со сложностью подготовки образцов для НК, синтезированных в твердых органических матрицах. К примеру, до сих пор остается открытым вопрос о форме НК CdS, синтезированных в пленках Ленгмюра — Блоджетт, где анизотропия матрицы, согласно теории, должна приводить к анизотропии синтезируемых в ней НК [2]. В данной работе предложена методика определения анизотропии формы НК из тонкой структуры спектров поглощения рентгеновских лучей (EXAFS) и рассмотрены ее теоретические основы.

Модель

Модель основана на зависимости координационного числа недокоординированного атома от направления вектора поляризации E рентгеновского излучения. В виду того, что поверхностные атомы являются недокоординированными (обычно 3-координированные), а у анизотропного по форме НК их количество отличается на различных гранях, появляется возможность использовать данные поляризованной EXAFS для определения анизотропии формы НК. В качестве объекта моделирования была выбрана система из множества одинаковых НК (рис. 1) в форме прямоугольного параллелепипеда с квадратным основанием, которые одинаково ориентированы в пространстве. НК имеет кубическую структуру типа цинковой обманки. Размерной единицей длины выступает число поглощающих атомов в том или ином направлении. Для данного НК анизотропия формы может быть определена из сравнения координационных чисел первой координационной сферы, полученных из спектров EXAFS, измеренных при двух ортогональных ориентациях вектора E — параллельной и перпендикулярной оси z . Для удобства сравнения данных EXAFS и реальной формы НК введен коэффициент

анизотропии формы $C = L/H$. В модели учтен общий случай, когда НК кристаллографически разориентированы, но могут вращаться относительно оси z , что приближено к реальным системам с НК, синтезированным в органических матрицах. Кристаллографическая разориентация приводит к тому, что угол между вектором E и связями поглощающих атомов варьируется в определенных пределах для различных граней НК (рис. 2). Моделирование данных EXAFS заключается в поиске среднего значения эффективного координационного числа первой координационной сферы по всему диапазону углов.

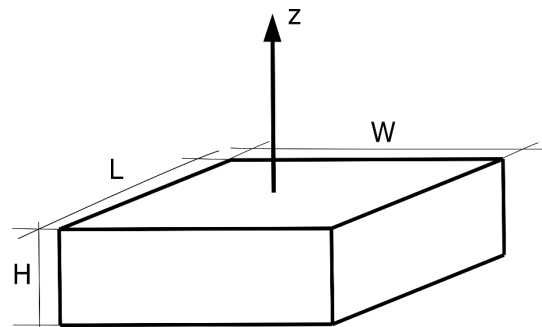


Рис. 1. Модельный НК в форме прямоугольного параллелепипеда ($L = W$)

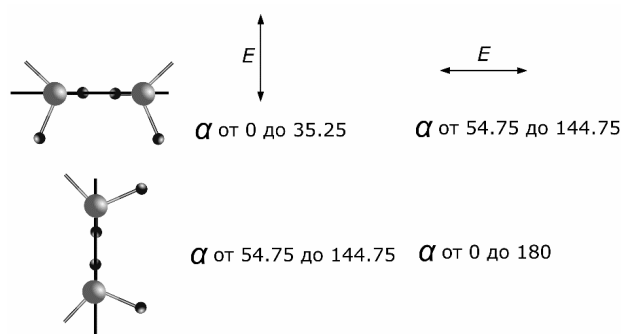


Рис. 2. Схематичное изображение поверхностных атомов на перпендикулярных (верхняя и нижняя) и параллельных оси z (боковые) гранях НК. Представлены диапазоны возможных углов между вектором поляризации E и оборванными связями на поверхности НК

Основные результаты

На первоначальном этапе были смоделированы данные EXAFS для НК различных размеров и различным коэффициентом анизотропии (рис. 3).

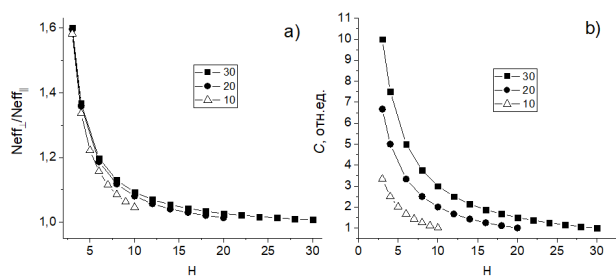


Рис. 3. Зависимость отношения координационных чисел, полученных при различной ориентации вектора поляризации E , для НК различных размеров (L и W равняются 30, 20 и 10) от высоты H (а). Зависимости коэффициента анизотропии C от H для НК различных размеров (б).

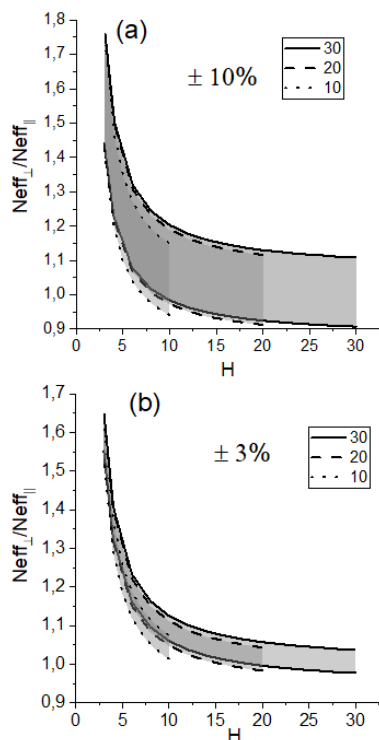


Рис. 4. Зависимость отношения координационных чисел, полученных при различной ориентации вектора поляризации E , от H для НК различных размеров (L и W равняются 30, 20 и 10) с учетом погрешности $\pm 10\%$ (а) и $\pm 3\%$ (б)

Из полученных данных видно, что данные поляризованной EXAFS отражают изменение анизотропии НК. Тем не менее, возрастание отношения координационных чисел с уменьшением H в сравнении с коэффициентом C мало и не превышает 62%. Данное обстоятельство указывает на важность учета экспериментальной ошибки, которая при определении координационного числа может составлять от 3 до 10%. На рис. 4 представлены данные моделирования с учетом минимальной и максимальной экспериментальной погрешности. Результаты показывают, что учет погрешности, даже минимальной, приводит к перекрытию результатов от НК различных размеров. Данное обстоятельство указывает на необходимость использования методики EXAFS совместно с данными микроскопии или оптики, чтобы ориентировочно оценить размер НК, который в дальнейшем необходим для более точной оценки величины коэффициента C .

Можно также заметить, что абсолютная ошибка в определении величины C по данным EXAFS уменьшается с ростом C , что делает метод наиболее подходящим для исследования сильно анизотропных (плоских) НК. Представленная модель может быть расширена за счет подбора более приближенной к реальности формы НК, а также учета дисперсии НК по размеру, тем не менее даже в представленном виде она наглядно демонстрирует возможности использования методики поляризованной EXAFS для определения анизотропии формы НК.

Финансирование

Работа проведена при поддержке гранта Президента Российской Федерации, МК-3148.2022.1.2.

Литература

1. C. Burda, X. Chen, R. Narayanan, M. A. El-Sayed // *Chem. Rev.*, **105**, 1025 (2005).
2. A. Nabok, Iwantono, A. Ray, I. Larkin, T. Richardson // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**, 1512 (2002).

Генерация стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в области 2.45–2.75 мкм при комнатной температуре

А. А. Себина^{1,2,*}, А. А. Разова^{1,2}, В. В. Уточкин², М. А. Фадеев², В. В. Румянцев^{1,2}, В. Я. Алешкин^{1,2}, В. И. Гавриленко^{1,2}, Н. Н. Михайлов³, С. А. Дворецкий³, С. В. Морозов^{1,2}

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

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090

* seбина@ipmras.ru

В волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с оптимальными параметрами получено при комнатной температуре стимулированное излучение на длинах волн в диапазоне 2.45–2.75 мкм при оптическом возбуждении. Выполнены исследования влияния длины волны накачки на спектры стимулированного излучения. Показано, что уменьшение длины волны оптической накачки приводит к разогреву носителей и сдвигу спектра стимулированного излучения в коротковолновую область.

Введение

Средний ИК-диапазон имеет важное практическое значение из-за наличия в нем окон прозрачности атмосферы (3–5 мкм, 8–13 мкм), в которых происходит поглощение различных газов, в том числе и опасных для жизни человека [1]. Как известно, при увеличении длины волны и повышении температуры увеличивается вклад оже-рекомбинации как основного безызлучательного процесса, что затрудняет наблюдение стимулированного излучения (СИ). В гетероструктурах с узкими квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe за счет квазигиперболического закона дисперсии носителей происходит подавление оже-процесса, что делает их возможным материалом для межзонных лазеров среднего ИК-диапазона.

В данной работе демонстрируется СИ на длинах волн 2.45–2.75 мкм при комнатной температуре при оптическом возбуждении в гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe, а также проводится исследование пороговых характеристик СИ от длины волны накачки и размера образца.

Методика эксперимента

В работе исследовались гетероструктуры с 3 КЯ $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}/\text{Cd}_{0.74}\text{Hg}_{0.26}\text{Te}$ (№ 1) и с 10 КЯ $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.18}\text{Te}/\text{Cd}_{0.68}\text{Hg}_{0.32}\text{Te}$ (№ 2), выращенные методом МЛЭ на полуизолирующей GaAs (013) подложке с ZnTe и CdTe буферами [2].

Исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) и СИ проводились в криостате замкнутого цикла, оптически сопряженном с фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v, работающим в режиме пошагового сканирования. Для исследования ФЛ в качестве источника возбуждения использовался непрерывный диодный лазер с длиной волны 808 нм, выходной мощностью до 200 мВт, а для получения СИ — параметрический генератор света Solar OPO на основе импульсного Nd:YAG лазера (длина волны 1.94–2.3 мкм, максимальная интенсивность в импульсе до $1 \text{ МВт}/\text{см}^2$, длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц).

Результаты и обсуждение

На рис. 1, а представлен спектр излучения структуры № 1 при различных длинах волн возбуждения. Видно, что при уменьшении длины волны накачки спектр СИ сдвигается в коротковолновую область, что, по-видимому, связано с разогревом. Рассмотрим рис. 1, б, на котором изображен закон дисперсии носителей исследуемой структуры. На нем штрихпунктирной линией приведено значение пороговой энергии оже-рекомбинации. Дырки, генерируемые при возбуждении квантами с энергией 718 мэВ, имеют энергию ниже пороговой, таким образом, лишь небольшая часть носителей может участвовать в оже-процессе. Остальные носители могут рекомбинировать только излучательно и не приводят к нагреву. Когда энергия фотонов приближается к 1000 мэВ, количество носителей, участвующих в оже-рекомбинации, экспоненциально увеличивается, в то время как оставшиеся носители нагреваются за счет энергии рекомбинирующих электронно-дырочных пар [3].

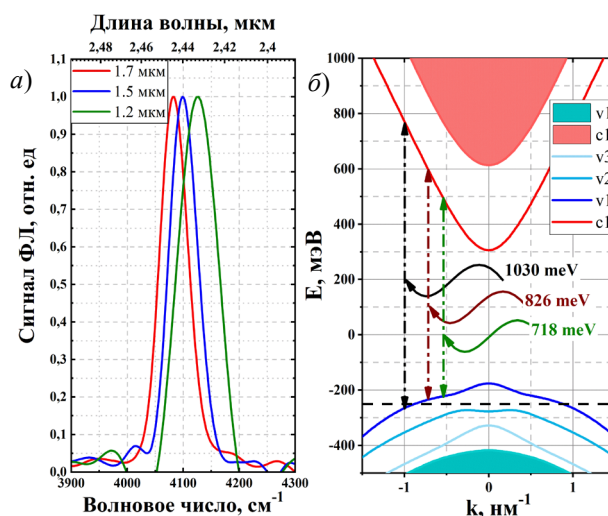


Рис. 1. Структура № 1: а — спектры СИ при разных длинах волн возбуждения; б — закон дисперсии носителей

При энергии фотонов накачки ближе к величине ширины запрещенной зоны электроны забрасываются ближе ко дну зоны проводимости и, следовательно, число фононов, которое они испускают, релаксируя к дну зоны проводимости, будет небольшим. Увеличивая энергию фотона накачки, носители забрасываются дальше от дна зоны проводимости, и число фононов, испускаемых в процессе релаксации, увеличивается. Таким образом, происходит разогрев носителей, который сопровождается сдвигом спектра СИ в коротковолновую область.

В структурах $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}/\text{Cd}_{0.74}\text{Hg}_{0.26}\text{Te}$ и $\text{Hg}_{0.82}\text{Cd}_{0.18}\text{Te}/\text{Cd}_{0.68}\text{Hg}_{0.32}\text{Te}$ было получено СИ при 300 К на длинах волн 2.45 мкм и 2.75 мкм соответственно (рис. 2). Изменение доли кадмия на 0.02 в КЯ и на 0.06 в барьерах позволили увеличить длину волны СИ на 0.3 мкм по сравнению со структурой № 1. Увеличение числа КЯ позволило наблюдать СИ также при 300 К в структуре № 2, несмотря на уменьшение пороговой энергии оже-процесса (у структуры № 1 — 73 мэВ, у № 2 — 65 мэВ), в результате уменьшения пороговой концентрации носителей путем увеличения поглощения излучения.

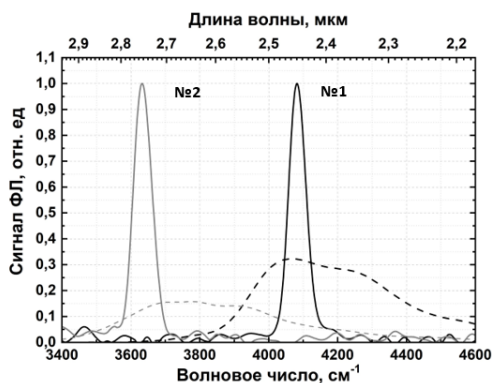


Рис. 2. Спектры СИ и ФЛ структур № 1 и № 2 при импульсной накачке 1.6 мкм и непрерывной накачке 808 нм соответственно

В структуре № 2 также проводились измерения спектров ФЛ и СИ для серии из трех образцов разного размера — 2.5×2.5 мм, 4×4 мм и 7×7 мм. Образцы разных размеров демонстрируют разные пороги СИ: пороговая плотность мощности уменьшается при увеличении размера образца. Предположительно, наблюдаемые различия в значениях порога СИ напрямую связаны с режимом однопроходного усиления, при котором более длинные образцы позволяют получить хорошо развитую линию СИ при более низких значениях усиления.

Заключение

В работе показано, что длина волны накачки влияет на генерацию стимулированного излучения в гетероструктурах с КЯ $\text{Hg}(\text{Cd})\text{Te}/\text{CdHgTe}$: использование коротковолновой накачки приводит к разогреву носителей, которое сопровождается сдвигом линии генерации в сторону повышения энергии. При этом значения пороговой плотности мощности, необходимой для генерации стимулированного излучения, уменьшается с увеличением размера образца, что, по нашему мнению, связано с большим разогревом образцов меньшего размера из-за неравномерности профиля накачки. Полученные результаты показывают, что гетероструктуры с КЯ на основе HgCdTe могут быть использованы для создания лазеров среднего ИК-диапазона, работающих при комнатной температуре на длинах волн в области 2.5 мкм.

Литература

1. J. Haas, B. Mizaikoff // *Annu. Rev. Anal. Chem.*, **9**, 45–68 (2016).
2. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov *et al.* // *Int. J. of Nanotechnology*, **3** (1), 120 (2016).
3. M. Fadeev, A. Troshkin, A. Dubinov *et al.* // *Optical Engineering*, **60** (8), 082006 (2020).

Метод гомодинной демодуляции в тандемном низкокогерентном интерферометре

Д. А. Семиков*, П. В. Волков, О. С. Вязанкин, А. В. Горюнов, А. Ю. Лукьянов, А. Д. Тертышник

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
* semikovda@ipmras.ru

В данной работе представлена волоконно-оптическая измерительная система на базе тандемного низкокогерентного интерферометра и алгоритма гомодинной демодуляции. Проведено компьютерное моделирование и экспериментальная апробация. Получены амплитудно-частотная характеристика, фазочастотная характеристика и коэффициент нелинейных искажений, проведены тестовые измерения. Чувствительность измерений составила 0.3 нм.

Получение полупроводниковых структур высокого качества во многом определяется наличием точного контроля ростовых параметров, в частности, скорости роста. Одним из способов *in situ* мониторинга скорости роста является тандемная низкокогерентная интерферометрия. Такой подход хорошо зарекомендовал себя при росте различных полупроводниковых структур на основе Si, GaAs, GaN, KPT и алмаза.

Дальнейшее улучшение чувствительности, а также существенное повышение частоты измерений возможно благодаря применению методов гомодинной демодуляции. Это связано с тем, что гомодинная демодуляция позволяет существенно снизить (до $\sim \lambda$) амплитуду модуляции оптической разности длин плеч опорного интерферометра по сравнению со стандартной схемой измерений, в которой указанная величина достигает нескольких миллиметров.

Алгоритмы гомодинной демодуляции основаны на внесении в интерференционный сигнал высокочастотной, по сравнению с измеряемым сигналом, фазовой модуляции. Измеряемый сигнал находится с помощью ряда математических операций над регистрируемым сигналом.

Данный подход зарекомендовал себя и широко используется в схемах с когерентным источником излучения. В данной работе предлагается теоретическое и экспериментальное исследование применимости алгоритмов гомодинной демодуляции, в частности на основе метода перекрестного перемножения, в измерительной схеме на базе тандемного низкокогерентного интерферометра. Данный подход позволяет вынести высокочастотную модуляцию из сенсорного интерферометра в опорный интерферометр, что расширяет возможность применения в различных сенсорных задачах.

Методика эксперимента

Предлагаемая система регистрации представлена на рис. 1.

Свет от суперлюминисцентного диода с центральной длиной волны 1310 нм направлялся на опорный интерферометр Int1, выполненный в волоконной реализации интерферометра Майкельсона. Модуляция длин плеч интерферометра производилась путем подачи напряжения на пьезокерамические катушки, на которые было намотано оптическое волокно. В качестве сенсора был выбран такой же волоконный интерферометр Майкельсона, на который

подавались тестовые сигналы различной частоты и амплитуды. Интерферометры соединялись через оптический изолятор, чтобы исключить интерференцию волн, дважды прошедших интерферометры. Регистрируемым сигналом является интенсивность света на выходе сенсорного интерферометра.

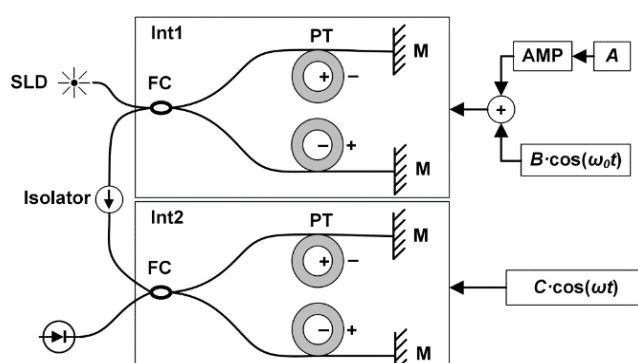


Рис. 1. Оптическая схема системы регистрации на базе тандемного интерферометра и методов гомодинной демодуляции. Int1 и Int2 — опорный и измерительный интерферометр соответственно, SLD — суперлюминисцентный диод, FC — волоконно-оптический делитель 2×2, PT — пьезокерамические катушки, M — зеркало, Isolator — волоконно-оптический изолятор, PD — фотоприемник, AMP — высоковольтный усилитель

Интерференция в тандемном интерферометре наблюдается, если разность длин плеч обоих интерферометров отличается не более, чем на длину когерентности источника излучения. По этой причине на опорный интерферометр подавалось постоянное напряжение подстройки A , усиленное высоковольтным усилителем AMP . К высокому напряжению подмешивался низковольтный сигнал высокочастотной модуляции на частоте $\omega_0 = 20$ кГц и амплитудой единицы вольт. Амплитуда переменного напряжения подбиралась таким образом, чтобы обеспечить оптимальную глубину фазовой модуляции для алгоритма гомодинной демодуляции на основе перекрестного перемножения.

В отличие от когерентной схемы, где амплитуда интерференционного сигнала остается постоянной, в тандемной схеме видность интерференционных полос уменьшается при рассогласовании интерферометров. Условие постоянства амплитуды интерференционного сигнала хорошо выполняется только вблизи максимума видности интерференционной картины. Поэтому при математическом моделировании были рас-

смотрены два случая, соответствующие точной подстройке задержки волн в опорном интерферометре под сенсорный интерферометр и подстройке со смещением в 4 интерференционные полосы.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены АЧХ, ФЧХ и КНИ измерительной системы при математическом моделировании. Система регистрации имеет гладкую АЧХ. Смещение рабочей точки из оптимального положения не

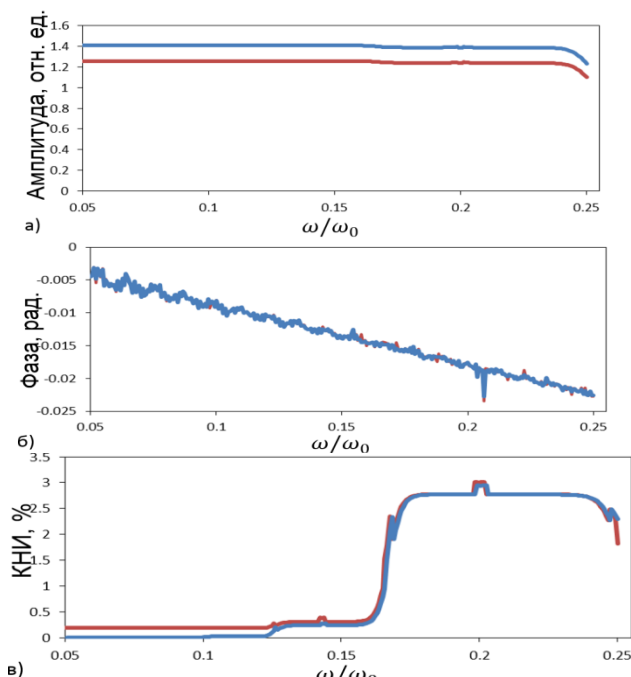


Рис. 2. Результаты моделирования алгоритмов гомодинной демодуляции в тандемной низкокогерентной схеме. Синий и красный цвет соответствуют положению рабочей точки вблизи интерференционного максимума и смещенному на 4 периода соответственно; *а* — АЧХ; *б* — ФЧХ; *в* — коэффициент нелинейных искажений

приводит к искажениям АЧХ, только уменьшает амплитуду выходного сигнала, поскольку алгоритм перекрестного перемножения чувствителен к изменению количества света и видимости интерференционных полос. Фазочастотная характеристика имеет зависимость близкую к линейной с отклонением до 0.005 рад. Коэффициент нелинейных искажений имеет сложную зависимость от частоты. В эксперименте отклонение ФЧХ от линейной зависимости составляло до 0.03 рад, КНИ составило до 3% при том же диапазоне частот. На рис. 3 представлен сигнал, полученный при щелчке пальцами рядом с сенсорным интерферометром с открытой крышкой. Шумовая дорожка измерений за вычетом низкочастотных шумов составила 0.03 нм.

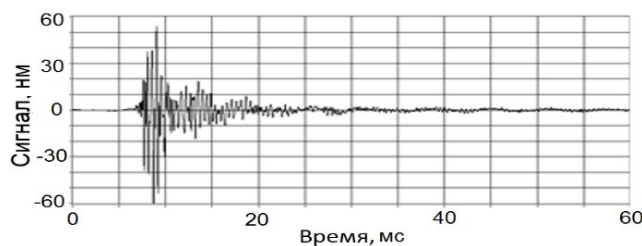


Рис. 3. Сигнал щелчка пальцами рядом с сенсорным интерферометром

Финансирование

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

Литература

1. A. Dandridge, A. B. Tveten, T. G. Gialloronzi // IEEE J. Quantum. Electron. 1982. 18 (10) 1647
2. P. V. Volkov, A. V. Goryunov, D. N. Lobanov et al. // Journal of Crystal Growth. V. 448, 89 (2016).

Структурные и оптические свойства наногетероструктур на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn)

И. В. Скворцов^{1,*}, В. А. Тимофеев^{1,**}, В. И. Машанов¹, А. И. Никифоров¹,
А. К. Гутаковский¹, Т. А. Гаврилова¹, И. Д. Лошкарев¹, Д. В. Коляда², Д. Д. Фирсов²,
О. С. Комков²

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

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197022

* i.skvortsov@isp.nsc.ru, ** vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Установлены закономерности формирования, а также структурные и оптические свойства наногетероструктур GeSiSn/Si(Ge), полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано применение олова в качестве катализатора роста наноструктур GeSiSn по механизму пар — жидкость — кристалл, а также в качестве атома замещения в упругонапряженных слоях и наностростках GeSiSn. Продемонстрирован сигнал фотолюминесценции от многослойных периодических гетероструктур Ge/GeSiSn/Si, включающих квантовые ямы и квантовые точки, в диапазоне длин волн от 1.5 до 2.75 мкм.

Введение

Материал на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn) перспективен с точки зрения создания всего комплекса фотонных устройств, размещенных на едином кремниевом кристалле, включая монолитную интеграцию с существующими Si мультиплексорами [1]. Добавление Sn в матрицу GeSi позволяет проводить зонный инжиниринг исходного материала [2, 3]. Работа посвящена изучению закономерностей формирования наногетероструктур на основе материалов GeSiSn и исследованию их структурных, а также оптических свойств.

Методика эксперимента

Наногетероструктуры GeSiSn/Si(Ge) были получены с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Структура поверхности в процессе роста контролировалась с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Морфология пленок, содержащих наногетероструктуры, анализировалась с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Состав слоев GeSiSn и качество гетерограниц изучались методом рентгеновской дифрактометрии. Исследование кристаллической структуры образцов было выполнено с помощью просвечивающей электронной микроскопии на электронном микроскопе TITAN 80-300 (FEI) при ускоряющем напряжении 300 кВ. Оптические свойства структур изучались с помощью метода низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ) с использованием измерительной установки на базе Фурье-спектрометра VERTEX 80.

Результаты и обсуждение

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии исследованы закономерности формирования наноструктур GeSn и SiSn на подложках Si и Ge(100) по механизму пар-жидкость-кристалл (ПЖК). Показано, что в процессе осаждения Ge(Sn) на подложку Ge(100) с массивом наностростков олова могут возникать либо нитевидные наноструктуры, либо островки грибовидной формы, содержащие в верхней части Ge в виде усеченного икосаэдра. Нанонити лежат в плоскости подложки и наблюдается изотропное распре-

деление направлений их роста. Это может объясняться тем, что поверхность между островками является аморфной. Увеличение температуры роста как Ge, так и Sn приводит к формированию островков грибовидной формы. Методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии установлено, что верхняя часть структуры в виде усеченного икосаэдра обогащена Ge, тогда как средняя часть представляет Sn. Нижняя часть, окаймляющая структуру, также состоит главным образом из Ge. Изучено формирование наноструктур при осаждении Si на массив оловянных островков на Si. Установлено, что в течение роста по механизму ПЖК формируются островки, обогащенные оловом, с ограниченными кремниевыми пьедесталами. На основе результатов, полученных методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, делается заключение, что на границе обогащенного оловом островка и кремниевого пьедестала формируется слой твердого раствора SiSn. Область между островками с кремниевыми пьедесталами может содержать фасетированную поверхность, которая состоит из ячеек в форме перевернутых пирамид с квадратным основанием. Боковая грань пирамиды с плоскостью (001) образует угол 25°, соответствующий семейству плоскостей {113}. Рост тонкого слоя GeSn на фасетированной поверхности в зависимости от скорости осаждения может приводить либо к формированию массива наностростков в центре каждой ячейки и массива нанонитей, заполняющих одну или две линии пересечения граней обратной пирамиды, образующей ячейку фасетированной поверхности, либо массива кросс-структур, состоящих из 4 линий пересечения граней перевернутой пирамиды. Массив кросс-структур получен как на поверхности кремния, так и на поверхности многослойных периодических структур, включающих слои GeSiSn, и может использоваться в качестве наноантенн, усиливающих фотоотклик структур. Рост многослойных периодических структур, включающих упругонапряженные слои GeSiSn, был изучен как на поверхности Si(100), так и на фасетированной поверхности. В процессе роста кремния поверх слоев GeSiSn наблюдались различные сверхструктуры в зависимости от содержания олова в слое твердого раствора и температуры осаждения кремния в много-

слоистой периодической структуре. Эти сверхструктуры соответствуют определенному покрытию олова. Применение двухстадийного роста кремния при низкой и высокой температурах позволило достичь минимальной сегрегации олова из слоев GeSiSn. Методом рентгеновской дифрактометрии изучены напряженное состояние, состав, качество гетерограниц и термическая стабильность многослойных периодических структур. Псевдоморфное состояние подтвердилось присутствием серии сателлитов на кривых дифракционного отражения. Установлено, что отжиг структур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) GeSiSn/Si в диапазоне 500–700 °С приводит к смене механизмов ФЛ от люминесценции с участием излучательных вакансионных комплексов к межзонной фотолюминесценции. Получена межзонная фотолюминесценция структур с МКЯ с шириной квантовой ямы GeSiSn от 1 до 3 нм. Положение пика ФЛ, связанной с межзонными оптическими переходами, смещается от 0.85 эВ (1.46 мкм) до 0.58 эВ (2.14 мкм). Показано, что осаждение слоя Ge толщиной 0.5 нм поверх слоев твердого раствора $\text{Ge}_{0.84}\text{Si}_{0.076}\text{Sn}_{0.084}$

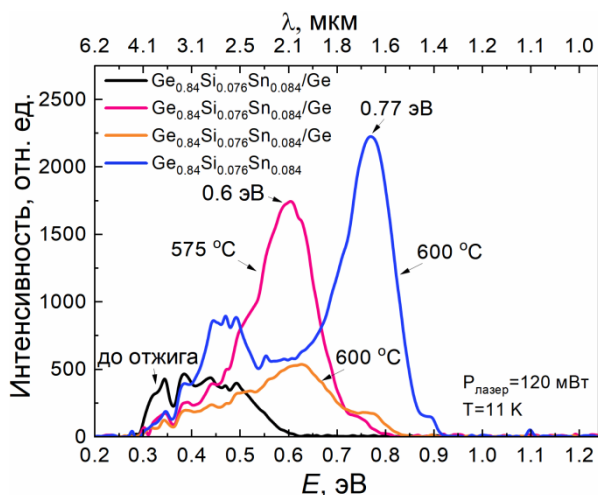


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции от МКЯ GeSiSn/Si и Ge/GeSiSn/Si при различных температурах отжига

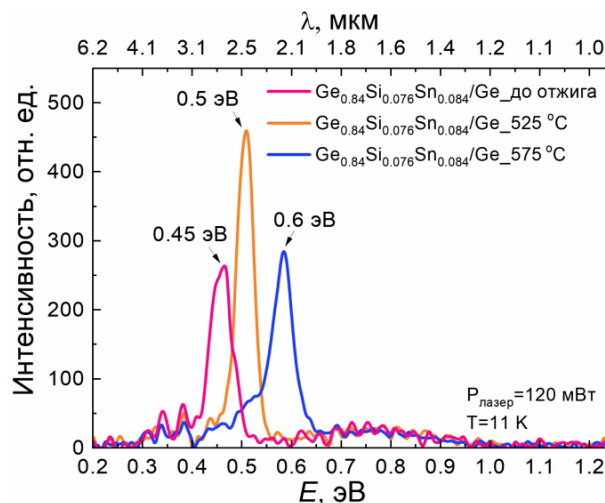


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции от многослойных периодических гетероструктур Ge/GeSiSn/Si с квантовыми точками при различных температурах отжига

приводит к смещению максимума ФЛ с 0.77 эВ (1.61 мкм) до 0.6 эВ (2.06 мкм) (рис. 1). При осаждении 1 нм Ge происходило формирование квантовых точек, а сигнал ФЛ наблюдался вплоть до 0.45 эВ (2.75 мкм) (рис. 2).

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-79-10092.

Литература

1. O. Moutanabbir, S. Assali, X. Gong *et al.* // Appl. Phys. Lett., **118**, 110502 (2021).
2. C. J. Reyner, G. Ariyawansa, B. Clafin *et al.* // Appl. Opt., **60**, G162 (2021).
3. Y. Zhou, Y. Miao, S. Ojo *et al.* // Optica, **7**, 924 (2020).

Влияние давления мышьяка при заращивании квантовых точек InAs тонким низкотемпературным слоем GaAs на их оптические свойства

С. В. Балакирев^{1,*}, Н. Е. Черненко¹, Н. В. Крыжановская², Н. А. Шандыба¹,
Д. В. Кириченко¹, А. С. Драгунова², С. Д. Комаров², А. Е. Жуков²,
М. С. Солодовник^{1,**}

¹ Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

² Международная лаборатория квантовой оптоэлектроники, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Союза Печатников, 16, Санкт-Петербург, 190008

*sbalakirev@sfedu.ru, **solodovnikms@sfedu.ru

Экспериментально обнаружено проявление влияния давления мышьяка, используемого при заращивании квантовых точек InAs низкотемпературным слоем GaAs, на их оптические свойства. На фотoluminesцентных спектрах квантовых точек, заращенных при более высоком давлении мышьяка, наблюдается одиночная линия, соответствующая одномодальному распределению по размеру, в то время как на спектрах для квантовых точек, заращенных при пониженном давлении мышьяка, ярко выражены два отдельных пика фотoluminesценции, характеризующих бимодальное распределение квантовых точек по размеру.

Введение

Функциональные характеристики полупроводниковых устройств оптоэлектроники и квантовой обработки информации на основе квантовых точек (КТ) во многом определяются их составом, а также геометрическими и структурными параметрами. Однако оптические свойства КТ могут существенным образом изменяться в процессе заращивания покровным слоем вследствие изменения их формы, размеров и состава, обусловленные процессами сегрегации и поверхностной диффузии. В связи с этим возрастает актуальность исследований не только роста самих КТ, но и процессов их заращивания в различных условиях. В частности, были проведены исследования влияния температуры и скорости заращивания КТ InAs слоем GaAs, которые продемонстрировали коротковолновое смещение максимума спектра фотoluminesценции (ФЛ) КТ как при повышении температуры, так и при понижении скорости заращивания, что связано с интенсификацией процессов диффузии атомов материала КТ в область матрицы GaAs и соответствующим уменьшением размеров КТ. Однако полученные результаты остаются противоречивыми в связи с тем, что в проводимых исследованиях, как правило, не рассматривается влияние давления паров мышьяка, используемого при заращивании. Между тем поток мышьяка может существенным образом модулировать процессы поверхностного массопереноса, оказывая влияние не только на размеры КТ, но и на состав и структуру смачивающего и покровного слоев.

В данной работе представлены результаты исследований влияния давления паров мышьяка во время заращивания КТ InAs низкотемпературным слоем GaAs различной толщины на их оптические свойства.

Методика эксперимента

Образцы выращивались в установке молекулярно-лучевой эпитаксии SemiTEq STE35 на подложках GaAs(001). Слой КТ InAs формировался при темпера-

туре подложки 500 °С со скоростью роста 0.05 моно-слоя в секунду и расположен в середине гетероструктуры $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$. После формирования слоя КТ проводилось осаждение тонкого низкотемпературного слоя GaAs при температуре роста КТ при различных режимах для 4 образцов: 1) давление мышьяка $P_{\text{As}} = 3 \cdot 10^{-5}$ Па, толщина $H = 5$ нм; 2) $P_{\text{As}} = 3 \cdot 10^{-5}$ Па, $H = 10$ нм; 3) $P_{\text{As}} = 1 \cdot 10^{-5}$ Па, $H = 5$ нм; 4) $P_{\text{As}} = 3 \cdot 10^{-5}$ Па, $H = 10$ нм. Для оценки геометрических параметров КТ был также подготовлен образец с КТ без последующего заращивания.

Результаты и обсуждение

Согласно проведенным исследованиям образца с незарощенными КТ методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), поверхностная плотность КТ составляет $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при среднем диаметре 23 нм (рис. 1). При этом на поверхности также формируются коалесцированные КТ большего размера, плотность которых составляет $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

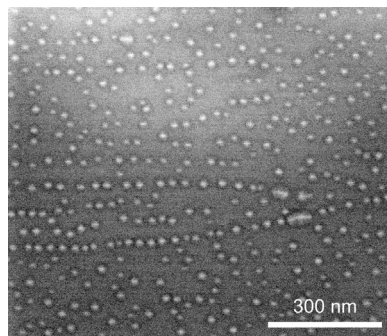


Рис. 1. РЭМ-изображение массива незарощенных КТ

Исследования ФЛ образцов с заращенными КТ демонстрируют существенную зависимость их спектральных характеристик от давления мышьяка, используемого при заращивании низкотемпературным слоем GaAs. Для спектров КТ, заращенных при более высоком давлении, наблюдается линия с явным одиночным максимумом на длине волны 1049 нм

для слоя с толщиной 5 нм и 1038 нм для слоя 10 нм (рис. 2, а).

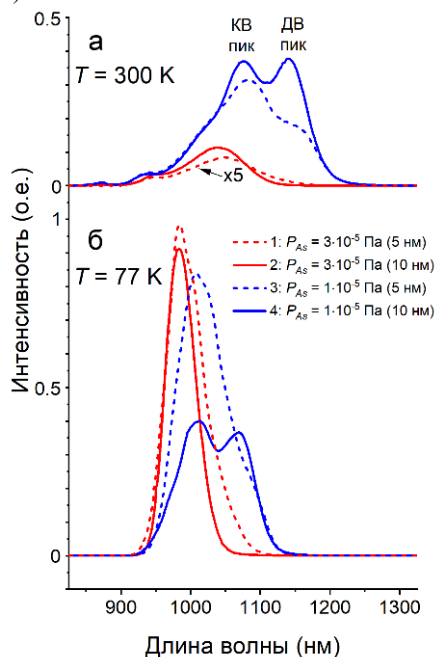


Рис. 2. Спектры ФЛ структур с КТ InAs, зарощенные слоем GaAs при различных условиях роста: а) 300 К, б) 77 К

В то же время для КТ, зарощенных при $P_{As} = 1 \cdot 10^{-5}$ Па, для обеих толщин в спектрах ФЛ проявляется два пика: коротковолновый (КВ) — на уровне 1080 нм и длинноволновый (ДВ) — на уровне 1140 (слой 10 нм) и 1160 нм (слой 5 нм). Длинноволновое смещение КВ-пика, так же как и появление дополнительного ДВ-пика, для образцов с более низким P_{As} может быть связано с эффектами сегрегации In и перераспределением материала КТ во время зарощивания. При более высоком P_{As} поверхностная диффузия атомов III группы подавляется, в результате чего КТ в меньшей степени подвержены изменениям в размерах. При понижении P_{As} происходит интенсификация массопереноса, приводящая к коалесценции КТ,

расположенных близко друг к другу и формирующих новую фракцию, дающую вклад в длинноволновую часть спектра.

Интегральная интенсивность ФЛ КТ, зарощенных при пониженном P_{As} , при 300 К превышает интенсивность ФЛ КТ, зарощенных при повышенном P_{As} . Однако эта разница не так значительна при 77 К (рис. 2, б). Это обусловлено тем, что при более высоком P_{As} в зарощивающем слое накапливается избыточный мышьяк, который выступает в качестве дополнительных центров безызлучательной рекомбинации носителей заряда, имеющих большую диффузионную длину при повышенных температурах.

Разница в интенсивностях ФЛ для КТ, зарощенных низкотемпературным слоем GaAs разной толщины, вероятно, связана с более высокой дефектностью тонких зарощивающих слоев [1], объяснение которой хотя и требует дополнительных исследований, но, судя по тенденции к росту с увеличением потока мышьяка (рис. 2, а), также связано с его влиянием.

Заключение

Таким образом, в работе впервые экспериментально продемонстрировано значительное влияние давления мышьяка при зарощивании КТ InAs низкотемпературным слоем GaAs различной толщины на спектральные характеристики полученных структур.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке Программы стратегического академического лидерства ЮФУ («Приоритет-2030») и проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ. Оптические измерения выполнялись на УНУ «Комплексный оптоэлектронный стенд».

Литература

1. S. Okumura, K. Fujisawa, T. Naruke *et al.* // Jpn. J. Appl. Phys., **61**, 085503 (2022).

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

Н. П. Степина^{1,*}, А. О. Баженов¹, А. В. Шумилин², А. Ю. Кунцевич³, В. В. Кириенко¹, Д. В. Ищенко¹, О. Е. Терещенко¹

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

² ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

³ ФИАН, Ленинский пр. 53, Москва, 119991

* nstepina@mail.ru

Изучено магнетосопротивление (МС) и эффект Холла в четырехкомпонентных пленках топологического изолятора $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ (BSTS). Показано, что положительное МС не насыщается в полях вплоть до 12 Тл, амплитуда, характерная для эффекта слабой антилокализации, увеличена по сравнению с теоретическими значениями. Эффект Холла нелинеен в слабых магнитных полях и величина изменения коэффициента Холла достигает 10–20%. Результаты объяснены в рамках перераспределения транспортного тока между поверхностным и объемным каналами проводимости и влиянием магнитного поля на спектр электронов.

Введение

Тонкие пленки трехмерных (3D) топологических изоляторов (ТИ) являются строительными блоками для спинтроники благодаря наличию топологических поверхностных состояний, характеризующихся линейной дисперсией (дираковским конусом) с геликоидальной спиновой текстурой. Наиболее известным транспортным проявлением дираковской дисперсии является слабая антилокализация (САЛ), т. е. индуцированное квантовой интерференцией при низких температурах и слабых магнитных полях положительное магнетосопротивление, амплитуда которого соответствует величине порядка кванта проводимости h/e^2 . В данной работе наряду с результатами исследования магнетосопротивления в тонких пленках $(\text{Bi,Sb})_2(\text{Te,Se})_3$ – (BSTS) 3D топологического изолятора, выращенных на подложках Si(111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии, мы сообщаем о детальных измерениях низкополевого эффекта Холла.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 показано изменение магнетопроводимости нескольких пленок BSTS. Вопреки теоретическим ожиданиям в рамках анализа САЛ, коэффициент α в формуле Хиками — Ларкина — Нагаоки (ХЛН) [1] в разных образцах оказывается равным 2–3, что значительно больше теоретических значений.

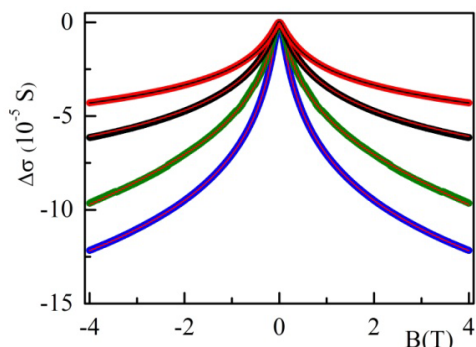


Рис. 1. Магнетопроводимость пленок BSTS. Линии — аппроксимация формулой ХЛН

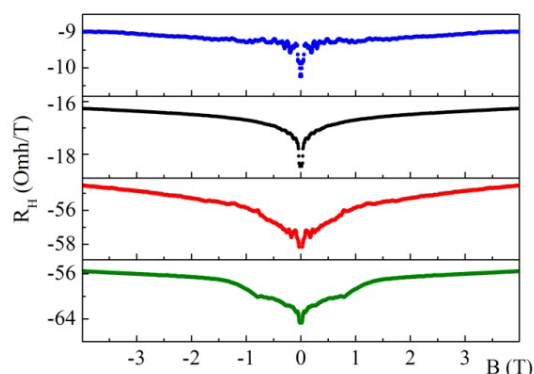


Рис. 2. Коэффициент Холла для пленок с рис. 1

Магнетопроводимость не насыщается вплоть до полей 12 Т и линейна в больших полях. Одновременно эффект Холла не является линейным в области слабых магнитных полей, где наблюдается САЛ. Увеличение низкополевого коэффициента Холла по отношению к значениям в сильных магнитных полях может достигать величин более 10% (рис. 2).

Модель

Проведено теоретическое рассмотрение наблюдаемых явлений в рамках двухжидкостной модели, где учитывается проводимость как по поверхностным, так и по объемным состояниям. Для объяснения явления оказывается важным учет сопоставимости Зеемановской энергии в сильных полях и энергии Ферми поверхностных состояний, отсчитанной от точки Дирака.

В магнитном поле возникает щель в дираковском спектре поверхностных состояний, из-за чего часть электронов перетекает в объем (рис. 3). Тем не менее, относительно слабое экранирование образовавшихся положительных зарядов приводит к тому, что концентрация электронов в поверхностном канале меняется слабо. Однако, по мере увеличения магнитного поля увеличивается масса электрона, и вследствие этого меняются проводимость, длина свободного пробега и длина сбоя фазы (которая является ключевым

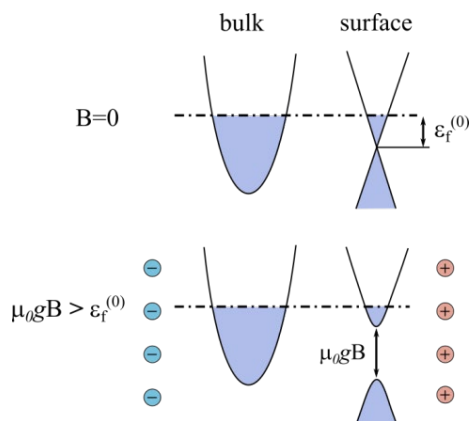


Рис. 3. Изменение спектра поверхностных состояний в магнитном поле

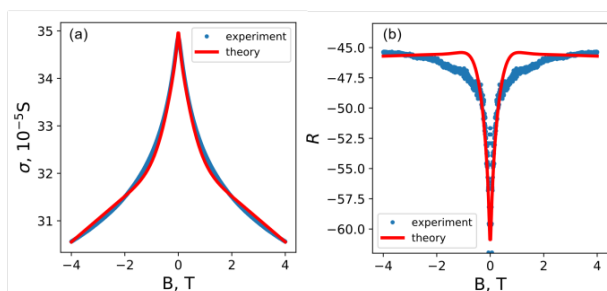


Рис. 4. Сопоставление экспериментальных данных с теоретическими расчетами в рамках предложенной модели: *a* — магнетопроводимость, *b* — коэффициент Холла, как функция магнитного поля

параметром для САЛ). Соответственно, предполагается, что магнетосопротивление описывается несколькими эффектами. При очень малых полях ~ 0.1 Тл оно определяется САЛ электронов на поверхности (с соответствующим значением параметра ХЛН $\alpha = -1/2$). В промежуточных полях ~ 1 Тл оно опреде-

ляется увеличением массы электронов в поверхностных состояниях. При очень больших полях проводимость поверхностных состояний уже значительно подавлена и магнетосопротивление определяется объемными состояниями. В частности, оно может быть связано с эффектами беспорядка [2].

Сильная нелинейность эффекта Холла связана с перераспределением токов в пленке. Мы предполагаем, что коэффициент Холла в поверхностных состояниях много больше (по абсолютному значению) коэффициента Холла в объеме из-за относительно низкой концентрации поверхностных электронов и, возможно, аномального вклада в эффект Холла. Соответственно, при подавлении проводимости по поверхностным состояниям, эффективный коэффициент Холла также существенно изменяется. На рис. 4 приведено сравнение экспериментальных данных с расчетами в рамках данной модели. Удастся добиться количественного согласия теории с экспериментом для магнетопроводимости и качественного для коэффициента Холла. Различие теории и эксперимента может быть связано с различием поверхностных энергий Ферми в разных областях образца, которое не было учтено в данной работе.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-22-20074 и Министерства науки и инновационной политики Новосибирской области.

Литература

1. S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka // Prog. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
2. M. M. Parish and P. B. Littlewood // Nature (London), 426, 162 (2003).

Светоизлучающие структуры на основе пространственно-упорядоченных GeSi квантовых точек, встроенных в дисковые резонаторы

Ж. В. Смагина^{1,*}, В. А. Зиновьев¹, М. В. Степихова^{2,**}, А. В. Перетокин^{2,3},
П. А. Кучинская¹, К. В. Барышникова⁴, Е. Е. Родякина^{1,5}, О. Н. Сергаева⁴,
М. И. Петров⁴, А. В. Новиков^{2,3}

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

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

³ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

⁴ Университет ИТМО, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101

⁵ Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

* smagina@isp.nsc.ru, ** mst@ipmras.ru

Созданы структуры с пространственно-упорядоченными GeSi квантовыми точками (КТ), встроенными в дисковые резонаторы. Исследованы люминесцентные свойства данных структур. Обнаружено, что интенсивность сигнала фотолюминесценции (ФЛ) зависит от места расположения КТ в резонаторе. В структурах ФЛ наблюдаются хорошо выраженные узкие пики, которые могут быть связаны с высокодобротными излучательными модами дисковых резонаторов.

Введение

Применение диэлектрических резонаторов для управления интенсивностью и направленностью излучения рассматривается сегодня как перспективный способ решения одной из главных проблем кремниевой оптоэлектроники – создание эффективного источника излучения ближнего инфракрасного диапазона, совместимого с кремниевой интегральной технологией. В последние несколько лет появились статьи, в том числе и авторов работы, в которых были реализованы и экспериментально исследованы резонаторы Ми с активной средой из самоформирующихся GeSi квантовых точек [1]. Однако для повышения эффективности источников излучения на основе таких резонаторов остается актуальным решение задач по увеличению их добротности, а также по развитию методов, позволяющих точно позиционировать квантовые излучатели внутри резонаторов в места, где наблюдаются максимумы в распределении электрического поля. В данной работе представлены подходы к решению этих задач с использованием пространственно-упорядоченных GeSi КТ в качестве активной среды для Ми-резонаторов.

Методика эксперимента

Структуры с пространственно-упорядоченными GeSi КТ, встроенными в кремниевые дисковые Ми-резонаторы, создавались в несколько этапов. На первом этапе, на структурированных подложках кремний-на-изоляторе, были выращены многослойные Ge/Si структуры (4 слоя Ge чередующихся со слоями Si) с упорядоченными в квадратную решётку GeSi nanoостровками (квантовыми точками). Способ формирования данных структур подробно описан в работе [2]. На втором этапе с помощью плазмохимического травления через металлическую маску создавались массивы кремниевых дисковых резонаторов с различным положением GeSi КТ относительно центра резонатора. Совмещение КТ с дисковыми резонаторами проводилось по предварительно созданным литографическим меткам. КТ размещались в трёх позициях: в центре диска, ближе к краю диска и в проме-

жутке между краем и центром диска. Высота Ми-резонаторов составляла 220 нм, а их радиус варьировался от 400 до 760 нм. Люминесцентные свойства структур исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ).

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры микро-ФЛ от одиночных Ми-резонаторов и изображение Ми-резонатора со встроенным в центре него стеклом (столбиком) из GeSi КТ, полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). В спектрах ФЛ наблюдается хорошо выраженный узкий пик на ~998 мэВ (1243.5 нм) и два менее интенсивных пика на ~923 мэВ (1344.5 нм) и 902 мэВ (1375.8 нм). Узкий пик на 998 мэВ может быть связан с высокодобротной излучательной модой дискового резонатора типа моды шепчущей галереи, которая в нашем случае излучает вверх из-за взаимодействия с «дефектом» на верхнем торце резонатора. В качестве «дефекта» здесь выступает не закрытый кремнием GeSi nanoостровок (вершина стека из GeSi КТ). Характерный вертикальный размер островка, находящегося на вершине стека из GeSi КТ, составляет 40 нм, а латеральный размер 200 нм. По-видимому, именно через этот морфологический дефект и происходит вертикальный вывод излучения из резонатора. Также исследования люминесцентных свойств отдельно стоящих Ми-резонаторов показали, что сигнал ФЛ зависит от места расположения КТ в резонаторе. Из рис. 1 хорошо видно увеличение интенсивности ФЛ примерно в 2 раза при смещении столбика из КТ от центра к краю диска резонатора. На рис. 2 представлены спектры микро-ФЛ от массивов резонаторов, сгруппированных в квадратную решётку с расстоянием между резонаторами 1 мкм, и типичное СЭМ-изображение самого массива. Такие массивы из плотноупакованных Ми-резонаторов проявляют свойства фотонного кристалла. Об этом свидетельствует наличие серии узких линий в спектрах ФЛ таких массивов, спектральное положение которых зависит от

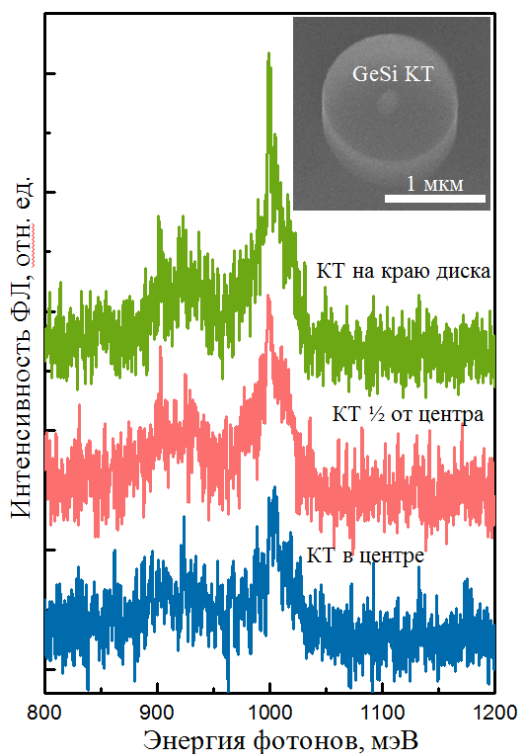


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ от одиночных Ми-резонаторов радиусом 670 нм. Измерения проводились при температуре 77 К. На вставке — СЭМ-изображение дискового резонатора радиусом 670 нм со встроенным столбиком из КТ в центре диска

размеров резонаторов. Как видно из рис. 2, в спектрах микро-ФЛ от массивов дисковых резонаторов с увеличением радиуса от 445 нм и до 465 нм наблюдается смещение узких пиков в сторону меньших энергий.

Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» НГУ и ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования. Люми-

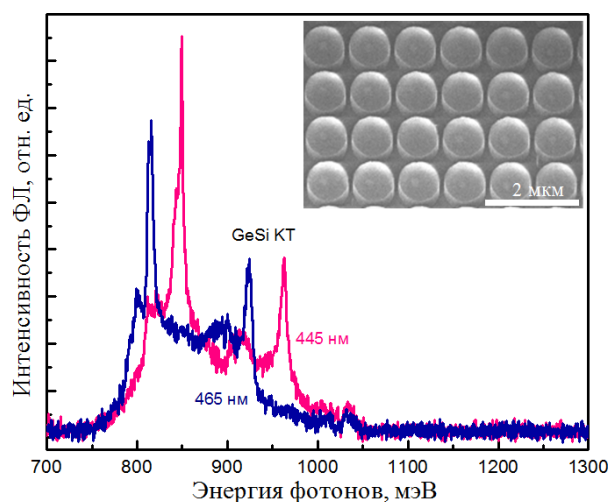


Рис. 2. Спектры микро-ФЛ от массивов Ми-резонаторов радиусом 445 нм и 465 нм. Период квадратной решетки дисков — 1 мкм. Измерения проводились при температуре 77 К. На вставке СЭМ-изображение массива из Ми-резонаторов радиусом 465 нм со встроенными столбиками из КТ

несцентные исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

Финансирование

Работа финансировалась из средств гранта РНФ № 21-72-20184.

Литература

1. V. Rutckaia, F. Heyroth, G. Schmidt et al. // Nano Lett., **17**, 6886 (2017).
2. Ж. В. Смагина, В. А. Зиновьев, М. В. Степихова и др. // ФТП, **55**, № 12, 1210 (2021).

Коллективные моды в люминесцентном отклике массивов дисковых резонаторов с наноструктурами Ge(Si)

М. В. Степихова^{1,*}, В. А. Вербус¹, К. В. Барышникова², М. И. Петров², Ж. В. Смагина³, В. А. Зиновьев³, С. А. Дьяков⁴, А. В. Новиков¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., 603087

² Университет ИТМО, Биржевая линия В. О., 14, Санкт-Петербург, 199034

³ ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

⁴ Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143005

* mst@ipmras.ru

В работе обсуждаются резонансные явления, наблюдаемые в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) массивов дисковых резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). Рассмотрены одномерные цепочки и квадратные решетки дисковых резонаторов. Показаны проявления коллективных мод в таких структурах и их взаимосвязь с параметрами массива.

Введение

Низкоразмерные резонансные диэлектрические структуры открывают новые возможности манипулирования светом на наномасштабе, управления потоками информации и создания новых источников излучения для схем интегральной нанофотоники [1]. Здесь, прежде всего, интерес представляет создание низкоразмерных источников излучения, совместимых с кремниевой технологией КМОП.

В работе исследованы люминесцентные свойства одиночных дисковых резонаторов, формируемых на кремниевых структурах с наноструктурами Si(Ge), и массивов таких резонаторов, представленных одномерными цепочками и квадратными решетками. Показаны проявления коллективных резонансов в таких структурах и возможности управления излучающими свойствами наноструктур.

Образцы и методы исследований

Дисковые резонаторы субмикронных размеров и их массивы формировались на структурах, содержащих 10 слоев наноструктур Ge(Si), выращенных на подложках SOI. Суммарная толщина выращенных эпитаксиальных структур составляла 450 и 630 нм. Для формирования резонаторов в работе использовались методики электронно-лучевой литографии в сочетании с плазмохимическим травлением. Были получены одиночные дисковые резонаторы с диаметрами от 340 до 800 нм, а также цепочки и квадратные решетки дисковых резонаторов с расстоянием между резонаторами от 50 до 360 нм.

Полученные структуры исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) в интервале температур от 77 до 300 К. Сигнал ФЛ возбуждался твердотельным лазером на длине волны 532 нм. Для прецизионной фокусировки лазерного луча в работе использовался объектив Mitutoyo M Plan APO NIR с 50-ти кратным увеличением, обеспечивающий фокусировку лазерного луча в пятно диаметром ~ 2 мкм. Спектральные измерения, с разрешением до 1 см^{-1} , проводились на фурье-спектрометре Bruker IFS 125 HR. Сигнал ФЛ регистрировался охлаждаемым Ge детектором.

Теоретические расчеты выполнялись методом конечных-разностных элементов в программном па-

кете COMSOL Multiphysics, а также фурье-модальным методом в приближении матрицы рассеяния.

Результаты и обсуждение

Спектры ФЛ одиночных резонаторов и их массивов приведены на рис. 1. На рис. 1, а показаны спектры микро-ФЛ дискового резонатора диаметром 380 нм и цепочки таких резонаторов с расстоянием между резонаторами 50 нм. Как видно из рисунка, в спектре микро-ФЛ цепочки из 11 резонаторов наблюдается серия узких резонансных линий, интенсивность которых существенно превышает сигнал ФЛ одиночного диска. Можно показать, что наблюдаемые линии представляют собой коллективные моды электрических и магнитных дипольных резонансов, добротность которых описывается степенной зависимостью от числа резонаторов в цепочке (N^3). Картина поля электрического дипольного резонанса (P_y), характеризующегося максимальной добротностью и интенсивностью сигнала ФЛ, приведена на вставке к рисунку. Интересно, что при увеличении диаметра резонаторов и расстояния между ними (рис. 1, б) в цепочках резонаторов возможно наблюдение коллективных мод шепчущей галереи. Как видно из рис. 1, б, эти моды проявляются в спектрах микро-ФЛ в виде резонансных пиков, соответствующих продольной (L) и поперечной (T) модам. Продольная и поперечная коллективные моды формируются вырожденными модами шепчущей галереи с одинаковыми радиальными и азимутальными индексами, и различаются структурой поля (распределение электрического поля продольной и поперечной мод в цепочке резонаторов приведено на вставке к рис. 1, б). Как и в случае коллективных мод дипольных резонансов, формирование коллективных мод шепчущей галереи приводит к значительному росту интенсивности сигнала фотолюминесценции, однако максимальный сигнал достигается в квадратных решетках дисковых резонаторов. Спектры микро-ФЛ одиночного резонатора с диаметром 790 нм и квадратной решетки таких резонаторов с периодом 1 мкм (расстояние между ближайшими резонаторами в решетке 210 нм) приведены на рис. 1, в. Как видно из рисунка, в спектре микро-ФЛ решетки резонаторов также наблюдается серия линий, соответствующих в данном случае выделенным модам фотонного кристалла. Можно показать, что при

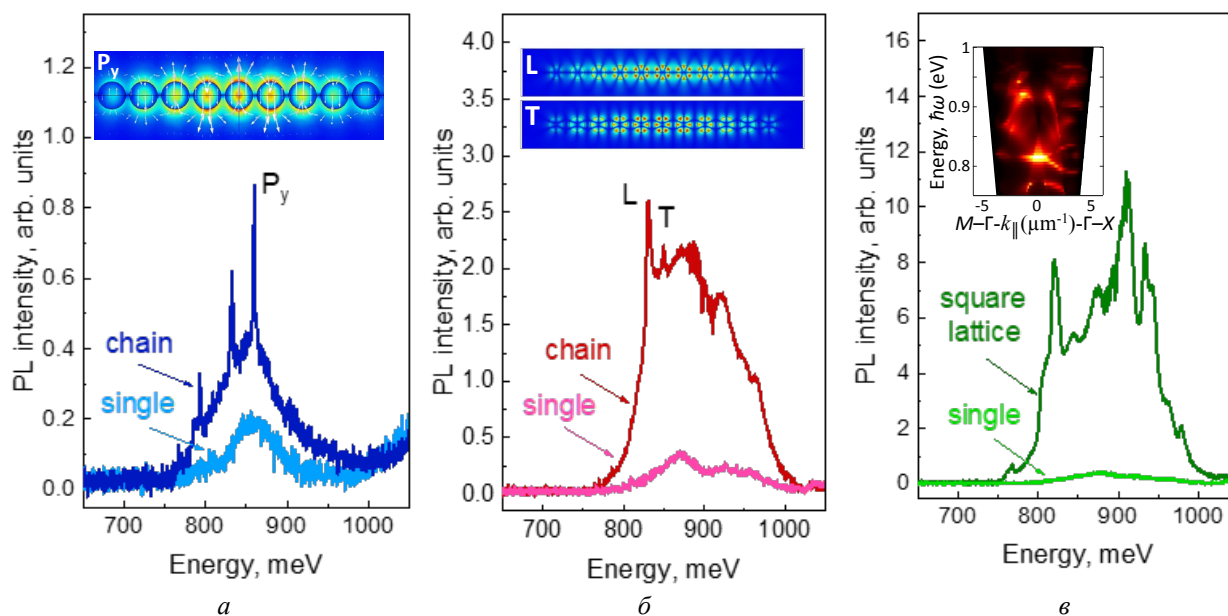


Рис. 1. Спектры микро-ФЛ одиночных дисковых резонаторов и их массивов: *a* — дисковые резонаторы диаметром 380 нм и высотой 630 нм, цепочка представлена 11 резонаторами с расстоянием между ними 50 нм; *б* — дисковые резонаторы диаметром 770 нм, цепочка представлена 51 резонатором, расстояние между резонаторами — 230 нм; *в* — дисковые резонаторы диаметром 790 нм, массив представлен квадратной решеткой резонаторов с периодом 1 мкм. На вставках к рисункам показаны: поля коллективной электрической дипольной моды (P_y — рис. 1, *a*), коллективных мод шепчущей галереи (продольной и поперечной — L и T , соответственно, рис. 1, *б*) и зонная структура фотонного кристалла, формируемого квадратной решеткой дисковых резонаторов (рис. 1, *в*)

таких размерах резонаторов и периодах квадратная решетка резонаторов представляет собой фотонный кристалл. Данные теоретического расчета дисперсионных зависимостей излучательной способности мод такого фотонного кристалла приведены на вставке к рисунку.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о возможностях контролируемого управления излучающими свойствами nanoостровков Ge(Si) и увеличения их излучающей эффективности.

Исследованные структуры являются перспективными для создания источников излучения на кремнии.

Финансирование

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 21-72-20184.

Литература

1. K. Koshelev, Y. Kivshar // ACS Photonics, **8(1)**, 102–112 (2021).

Анализ неоднородностей DrHEMT-структуры на основе GaAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As после нейтронного воздействия

Е. А. Тарасова*, С. В. Хазанова, О. Л. Голиков, А. С. Пузанов, Н. Е. Кодочигов, С. В. Оболенский

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603600
*tarasova@rf.unn.ru

В работе исследовались вольт-фарадные характеристики GaAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As HEMT до и после нейтронного облучения флюенсом $(6.3 \pm 1.3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. На основании экспериментально полученных характеристик проводились расчеты эффективных профилей распределения электронов исследуемой структуры до и после облучения. Анализировалось влияние радиационных дефектов на слои исследуемой структуры.

Введение

Метод вольт-фарадного профилирования позволяет проводить анализ профилей распределения электронов в полупроводниковых структурах, а также анализировать концентрацию дефектов, вызываемых радиационным воздействием [1]. Однако использование стандартного метода, основанного на дифференцировании экспериментально полученных вольт-фарадных характеристик, для гетероструктур с размерами слоев порядка 10 нм не позволяет определять положение δ -слоя и квантовой ямы с достаточной точностью [2, 3]. Последнее, в свою очередь, затрудняет анализ радиационных эффектов в наноразмерных гетероструктурах. В связи с этим требуется разработка численных методов, позволяющих проводить анализ деградации параметров структур после радиационного воздействия.

Эксперимент

В работе исследовались вольт-фарадные характеристики многосекционного DrHEMT на основе соединения GaAs/In_{0.17}Ga_{0.83}As с двумя δ -слоями с концентрацией примеси $2.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $0.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, изготовленного в МИЭТ, г. Зеленоград. Состав слоев приведен в табл. 1. Измерялись сток-затворные и исток-затворные вольт-фарадные характеристики по методике, описанной в работе [4]. Измерения проводились как до, так и после облучения быстрыми нейтронами со следующими характеристиками излучения: колоколообразный спектр, изотропность, средняя энергия 1.26 МэВ, флюенс воздействия — $(6.3 \pm 1.3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (результаты измерений представлены далее на рис. 2, а).

Результаты расчетов

На втором этапе работы рассчитывался профиль потенциала зоны проводимости как функции напряжения смещения, приложенного к структуре с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона согласно методике, описанной в [2]. Результаты расчетов зонной диаграммы для разных приложенных напряжений приведены на рис. 1.

Затем анализировались эффективные профили концентрации электронов $n_{app}(d)$ в зависимости от координаты вдоль структуры путем численного дифференцирования емкостных зависимостей (рис. 2, б)

$$n_{app}(d) = \frac{2}{\epsilon \epsilon_0 S^2} \left(\frac{\partial}{\partial U} \left(\frac{1}{C} \right)^2 \right)^{-1}, d = S \epsilon \epsilon_0 \frac{1}{C},$$

где n_{app} — эффективная концентрация электронов, d — эффективная толщина слоя, S — эффективная площадь исследуемого слоя, C — емкость, U — внешнее напряжение, ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 — электрическая постоянная.

Таблица 1. Состав исследуемой GaAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As-структуры

	H , нм	N_d , м ⁻³
Слой, легированный кремнием Al _{0.23} Ga _{0.77} As	13	$5 \cdot 10^{22}$
Спейсерный слой GaAs	0.4	
δ -слой GaAs	3	$1.2 \cdot 10^{25}$
Спейсерный слой GaAs	0.4	
Спейсерный слой Al _{0.23} Ga _{0.77} As	2	
Спейсерный слой GaAs	15	
Канальный слой In _{0.53} Ga _{0.47} As	12	
Спейсерный слой GaAs	3	
Спейсерный слой Al _{0.23} Ga _{0.77} As	2	
Спейсерный слой GaAs	0.4	
δ -слой GaAs	3	$0.7 \cdot 10^{25}$
Спейсерный слой GaAs	0.4	
Спейсерный слой Al _{0.23} Ga _{0.77} As	100	
Буферная гетероструктура GaAs	440	
Подложка	1000	

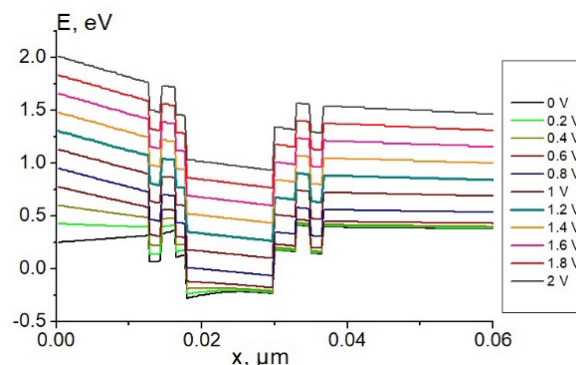


Рис. 1. Результаты численных расчетов зонной диаграммы исследуемой GaAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As-структуры

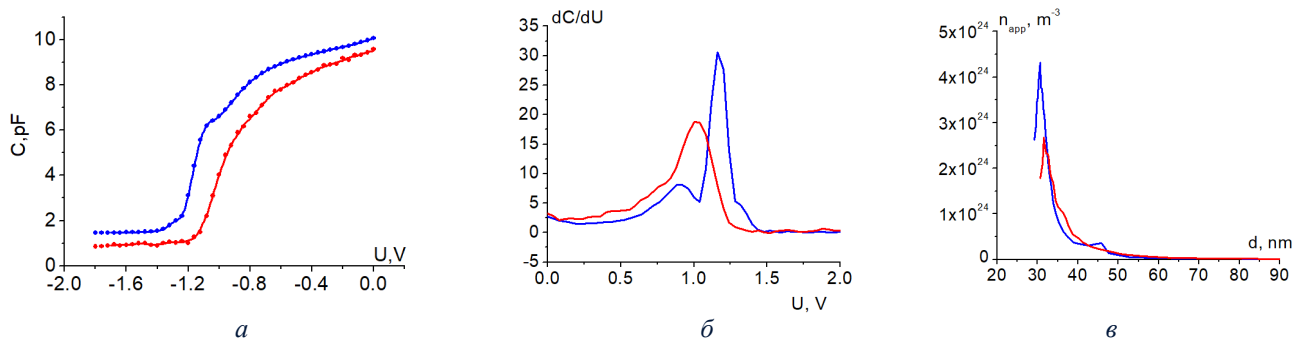


Рис. 2. Результаты расчетов: *a* — сток-затворные вольт-фарадные характеристики исследуемой GaAs/In_{0.53}Ga_{0.47}As структуры (• экспериментальные данные — численный расчет); *б* — результаты дифференцирования вольт-фарадной характеристики; *в* — эффективная концентрация электронов (— до облучения, — после облучения нейтронами флюенсом $(6.3 \pm 1.3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$)

Максимумы на графике зависимости dC/dU до облучения соответствуют основному и подлегирующему δ -слоям исследуемой структуры (рис. 2, б).

Уменьшение эффективной концентрации электронов после нейтронного облучения (рис. 2, в) свидетельствует об образовании кластеров радиационных дефектов и захвата на образовавшиеся ловушки части свободных электронов.

Кроме того, наблюдается частичное разрушение второго слаболегированного δ -слоя, что связано с достаточно большим количеством дефектов, возникших в структуре после облучения.

Финансирование

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного

университета им. Н. И. Лобачевского (FSWR-2021-011).

Литература

1. Е. С. Оболенская, Е. А. Тарасова, С. В. Оболенский // Вопросы атомной науки и техники, серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру, 2012, № 4, с. 9–11.
2. С. В. Хазанова, В. Е. Дегтярев, С. В. Тихов, Н. В. Байдусь // Физика и техника полупроводников, 2015, т. 49, № 1, с. 53–57.
3. В. И. Зубков // Физика и техника полупроводников, 2006, т. 40, № 10, с. 1236–1240.
4. Е. А. Тарасова, Е. С. Оболенская, А. В. Хананова, С. В. Оболенский и др. // Физика и техника полупроводников, 2016, т. 50, № 12, с. 1599–1604.

Спин-зависимые явления в вакуумных нанoeлектронных устройствах

Д. А. Кустов¹, В. С. Русецкий^{1,2}, В. А. Голяшов^{1,3}, Т. С. Шамирзаев¹, А. Ю. Демин²,
О. Е. Терещенко^{3,4*}

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

² ЗАО Экран ФЭП, ул. Зеленая горка, д. 1, Новосибирск, 630060

³ ЦКП «СКИФ», ИК СО РАН, пр. Никольский, 1, Кольцово, 630559

*teresh@isp.nsc.ru

Мы изготовили комбинированный вакуумный полупроводниковый прибор, состоящий из фотоэмиссионного источника спин-поляризованных электронов и спинового светоизлучающего диода (спин-детектора), разделенных вакуумным зазором, для инжекции спин-поляризованных электронов из фотокатодного источника (GaAs или NaK₂Sb) в светодиодные структуры A³B⁵ с квантовыми ямами и квантовыми точками. Такие приборы можно назвать вакуумными спин-поляризованными светодиодами (spin-VLEDs). Спиновая поляризация свободных электронов детектируется оптически через циркулярно-поляризованную катодоллюминесценцию (КЛ). Решаемые в работе задачи позволяют комплексно развивать твердотельную и вакуумную спинтронику через создание новых спин-регистрирующих научно-исследовательских приборов, что, в свою очередь, позволяет исследовать спиновую текстуру новых материалов и предсказывать спин-зависимые транспортные свойства.

Введение

Одним из перспективных направлений в развитии современной электроники является так называемая вакуумная микроэлектроника, в настоящее время всё чаще используемая как вакуумная нанoeлектроника. Этот термин используется для описания устройств или компонентов, имеющих геометрические размеры микро- и нанометрового масштаба, принцип действия которых основан на явлении полевой электронной эмиссии. В последние несколько десятилетий вакуумная полупроводниковая нанoeлектроника представляется перспективным направлением для разработки высокоскоростных и радиационно-стойких интегральных схем. Исходя из идеи общего развития физики и технологии полупроводников, можно предположить, что дальнейшим развитием вакуумной нанoeлектроники станет «вакуумная спинтроника» или «вакуумная полупроводниковая спинтроника».

Одним из важнейших требований к устройствам спинтроники является эффективная инжекция спин-поляризованных носителей. Твердотельные монолитные структуры спиновых светодиодов (spin-LED) являются важными объектами для изучения спиновой инжекции и создания потенциальных приборов спинтроники. Спин-поляризованные электроны (дырки) могут быть инжектированы в полупроводник путем протекания электрического тока из ферромагнитного (ФМ) контакта. До настоящего времени основной проблемой и недостатком spin-LED является низкая эффективность преобразования спиновой поляризации носителей в поляризованное излучение и наоборот (для спиновых фотодиодов) при комнатной температуре. Низкая эффективность инжекции спин-поляризованных носителей из ферромагнитного контакта обусловлена, в основном, проблемой так называемого «рассогласования проводимостей» между слоем металла и полупроводником, а при использовании туннельного барьера или барьера Шоттки — неидеальной границей раздела (спиновое рассеяние на самой границе раздела).

Проверкой и возможным решением этой проблемы является использование источника и инжектора (детектора) спин-поляризованных электронов, меха-

нически разделенных вакуумным зазором. На рис. 1 схематично показан вакуумный спиновый светодиод, используемый в нашей работе.

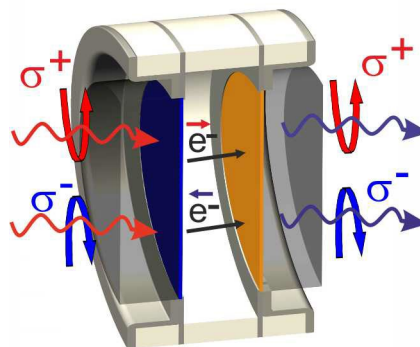


Рис. 1. Схематичное изображение спинового вакуумного светоизлучающего диода (spin VLED). Источником спин-поляризованных электронов является фотокатод на основе GaAs или Na₂KSb. В качестве спин-детектора используются гетероструктуры A³B⁵ с квантовыми ямами и квантовыми точками

Поскольку было показано, что границы раздела играют решающую роль в спин-зависимых туннельных экспериментах, количественное сравнение инжекции через вакуумный зазор должно обеспечить фундаментальное и практическое понимание процессов спиновой инжекции и спиновой релаксации. Вакуум по своей природе превосходит твердое тело в качестве среды для переноса носителей, поскольку позволяет баллистический транспорт, кроме того, «рассогласование проводимостей» на границе полупроводник-вакуум преодолевается естественным образом.

Результаты и обсуждение

В нашей работе мы предлагаем метод измерения поляризации электронного пучка, основанный на инжекции спин-поляризованных свободных электронов в гетероструктуру с квантовыми ямами (КЯ), квантовыми точками (КТ) и регистрации поляризованной катодоллюминесценции (КЛ). Для реализации этого метода был создан комбинированный сверхвысокова-

кумный полупроводниковый фотодиод, состоящий из источника спин-поляризованных электронов (GaAs или NaK_2Sb фотокатод) и детектора свободных поляризованных электронов (гетероструктуры A^3B^5), разделенных вакуумным зазором (рис. 1). В качестве источников спин-поляризованных электронов использовались/исследовались полупроводниковые соединения GaAs и NaK_2Sb , активированные до состояния эффективного отрицательного электронного сродства (уровень вакуума ниже дна зоны проводимости в объеме п/п), с помощью нанесения монослойных покрытий соединений (Cs_2O) или (Sb, Cs). Спиновая поляризация инжектированных свободных электронов детектировалась оптически через циркулярно-поляризованную катодолюминесценцию (КЛ). По аналогии с монокристаллическими светодиодами (spin-LEDs) такие приборы можно назвать спин-поляризованными вакуумными светодиодами (spin-VLEDs), но в отличие от монокристаллических гетероструктур, spin-VLEDs работают без использования магнитных материалов и внешнего магнитного поля: генерация и детектирование спин-поляризованных электронов основаны только на эффекте оптической спиновой накачки, который позволяет генерировать спин-поляризованные носители без зарядовой (токовой) инжекции. Можно также провести некую аналогию с работой оптопары (рис. 2), только, в отличие от передачи сигнала фотонами в оптопаре и токовой регистрации, в электропаре идет обмен спин-поляризованными электронами и регистрируются поляризованные фотоны.

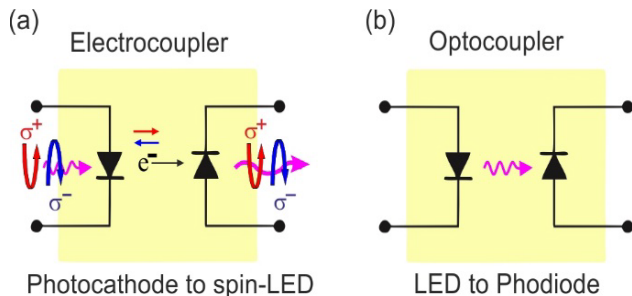


Рис. 2. Электропара (а) по аналогии с оптопарой (б): в отличие от передачи сигнала фотонами в оптопаре и токовой регистрации, в электропаре идет обмен спин-поляризованными электронами и регистрация поляризованных фотонов

Изучены фотоэмиссионные свойства спиновых вакуумных фотодиодов: энергетическое распределение фотоэмитируемых электронов, спектральная характеристика квантовой эффективности, фото- и катодолюминесцентные свойства. Измерена зависимость асимметрии (функция Шермана) поляризации катодолюминесценции от энергии инжектируемых спин-поляризованных электронов. Максимальная величина асимметрии составила 0.27, что превышает значение асимметрии, достигаемое в традиционных спин-детекторах Мотта и твердотельных spin-LED. По регистрации интенсивности и степени поляризации КЛ от инжектированных спин-поляризованных электронов измерена зависимость асимметрии КЛ, которая пропорциональна поляризации электронов.

Впервые измерено пространственное (поперечное) распределение поляризации электронов в пучке путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Практическим результатом данной работы является компактный спин-детектор с пространственным разрешением, который в комбинации с современными энергоанализаторами, используемыми в методе фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), позволит измерять распределение электронов по импульсу, энергии и трем компонентам спина, т. е. *получать полную информацию о законе дисперсии*.

Созданный полупроводниковый спин-детектор позволил нам обнаружить новые спин-зависимые фотоэмиссионные свойства полупроводниковых гетероструктур на основе мультищелочного фотокатода $\text{Na}_2\text{KSb/SbCs}_3$ и объяснить их с помощью расчетов из первых принципов (DFT) и наблюдения эффекта оптической спиновой ориентации. Расчеты из первых принципов продемонстрировали удивительную схожесть зонного спектра соединения Na_2KSb и GaAs, особенно валентных зон, что связано с определяющим вкладом элементов пятой группы в спектр состояний. В фотокатоде $\text{Na}_2\text{KSb/Cs}_3\text{Sb}$ был обнаружен эффект оптической накачки благодаря высокой степени круговой поляризации фотодолюминесценции, достигающей 23%. Эти результаты продемонстрировали потенциальную возможность спин-зависимых фотоэмиссионных свойств фотокатода на основе Na_2KSb .

Для проверки спин-поляризованной фотоэмиссии мы изготовили специальный сверхвысоковакуумный фотодиод [1], состоящий из гетероструктуры $\text{Na}_2\text{KSb/SbCs}_3$, которая тестировалась в качестве источника спин-поляризованных электронов и анода $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As/SbCs}_3$ — в качестве спин-детектора с пространственным [2] и спектральным разрешением [3]. Активный слой Na_2KSb фотокатода выращивался методом газофазной эпитаксии или молекулярно-лучевой эпитаксии и активировался до состояния отрицательного сродства к электрону созданием слоя SbCs_3 толщиной 1—3 нм. Показано, что при комнатной температуре степень поляризации фотоэмитированных электронов достигает практически теоретического максимума 50%. Измерен эмиттанс электронного пучка, генерируемого светом с энергией ниже 1.3 эВ (950 нм), приближающийся к пределу, определяемому температурным разбросом поперечной энергии электронов в пучке. Высокая квантовая эффективность и малый эмиттанс спин-поляризованных электронных пучков, обеспечиваемые мультищелочными фотокатодами, делают их привлекательными для фотоинжекторов нового поколения с высокой светимостью, а также в методах электронной микроскопии. Наконец, структура $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As/SbCs}_3$ продемонстрировала высокую эффективность в качестве детектора спина свободных электронов с пространственным и спектральным разрешением.

В докладе будет показано, что комплементарное развитие твердотельной и вакуумной спинтроники позволяет создавать новые спин-регистрирующие научно-исследовательские приборы, которые, в свою очередь, позволяют исследовать спиновую текстуру

новых материалов и предсказывать спин-зависимые транспортные свойства.

На основании представленных результатов, в докладе также будет затронут вопрос развития нового направления — полупроводниковой вакуумной спинтроники.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-12-20024 и р-9.

Литература

1. V. S. Rusetsky *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **129**, 166802 (2022).
2. O. E. Tereshchenko *et al.* // *J. Synchrotron Rad.*, **28**, 864 (2021).
3. V. A. Golyashov *et al.* // *Ultramicroscopy*, **218**, 113076 (2020).
4. O. E. Tereshchenko *et al.* // *Scientific Reports*, **7**, 16154, (2017).
5. A. A. Rodionov *et al.* // *Physical Review Applied*, **8**, 034026 (2017).
6. O. E. Tereshchenko *et al.* // *Nanomaterials*, **13**, 422 (2023).

Проблемы ионно-лучевого легирования сложных полупроводников на примере $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$

Д. И. Тетельбаум^{1,*}, А. А. Никольская¹, Д. С. Королев¹, А. Н. Михайлов¹, А. И. Белов¹, В. Н. Трушин¹, М. Н. Дроздов², П. А. Юнин², А. В. Кудрин¹

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская область, 603087

*tetelbaum@phys.unn.ru

В данном сообщении рассмотрены некоторые проблемы ионного легирования «нетрадиционных» (сложных) полупроводников на примере $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ — лидера по популярности среди широкозонных оксидных полупроводников, перспективных для ряда важных областей техники, таких, как силовая электроника и детектирование УФ-излучения и газов. Одной из проблем ионного легирования является учет взаимодействия примесных атомов с радиационными дефектами (разупорядоченными областями кристалла). Изучалось влияние ориентации поверхности $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ на структурное разупорядочение при облучении ионами кремния. Показано, что степень разупорядочения и знак механических напряжений, а также электрофизические свойства имплантационных слоев различны для ориентаций (-201) и (010). При ионном легировании бором с последующим отжигом происходит образование бимодального профиля распределения этих примесей, обусловленное сегрегацией бора в системе кристалл — разупорядоченный слой в процессе рекристаллизации.

Введение

Оксид галлия (Ga_2O_3) — сверхширокозонный полупроводник (ширина запрещенной зоны около 5 эВ), который привлек внимание специалистов в связи с возросшими в последние годы потребностями в широкозонных полупроводниках для ряда важных областей: передача электроэнергии, техника связи, охрана окружающей среды, медицина и др. При этом среди «кандидатов» на использование для этих целей широкозонных полупроводников Ga_2O_3 занял лидирующие позиции [1].

По сравнению с такими «традиционными» полупроводниками, как Si или GaAs, физика процессов при ионной имплантации Ga_2O_3 , в частности, стабильной модификации этого полупроводника, встречается с некоторыми проблемами.

Эти проблемы обусловлены прежде всего низкой степенью симметрии и анизотропией единственной стабильной при нормальных условиях фазы ($\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$) данного полупроводника (моноклинная сингония), бинарностью химического оксида, неэквивалентностью конфигураций атомов Ga и O в различных кристаллографических позициях, ионным характером связей. Всё это усложняет и без того сложные процессы дефектообразования, взаимодействия примесей с дефектами и атомами матрицы при отжиге и делает необходимым дифференциацию закономерностей поведения дефектов и примесей в зависимости от вида материала, способа его синтеза, ориентации поверхности и др.

Ниже приведены некоторые полученные нами результаты, демонстрирующие сложность и неоднозначность поведения радиационных повреждений при ионной имплантации $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$.

Методика эксперимента

В экспериментах в качестве исходных использовались образцы $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, легированные железом. Облучение проводилось либо ионами Si^+ с энергией 100 кэВ, либо ионами B^+ с энергией 40 кэВ. После-

дующий отжиг проводился при температурах 600–950 °С в атмосфере азота в течение 30 мин.

Исследование свойств осуществлялось различными методами, в том числе рентгеновской дифракции (РД) и вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Расчеты распределений имплантированных примесей и дефектов проводились с использованием программы SRIM.

Результаты и обсуждение

Ионная имплантация кремния

Кремний является наиболее часто используемой мелкой донорной примесью в Ga_2O_3 [2]. Исследование степени разупорядочения и напряжений в приповерхностном слое проводилось методом РД. Установлено, что степень разупорядочения и знак напряжений различны для ориентаций поверхности (-201) и (010). В первом случае знак напряжений соответствует латеральному сжатию, а во втором — растяжению. По мере отжига с ростом его температуры до 800 °С степень разупорядочения снижается. При этом в случае ориентации (010) происходит смена знака напряжений.

Электрофизические свойства имплантированных слоев также зависят от ориентации. В случае ориентации (-201) для дозы $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ после отжига при 800–950 °С наблюдается полная активация имплантированного Si, тогда как в случае (010) степень активации остается крайне низкой во всем используемом интервале температур отжига. При этом методом ВИМС установлено, что для этой ориентации практически весь кремний при высокотемпературном отжиге покидает образец. Такое поведение дефектов и имплантированной примеси можно объяснить тем, что в случае ориентации (010) перпендикулярно поверхности расположены широкие структурные каналы, по которым происходит быстрая диффузия (с последующим испарением) междоузельных атомов и кремния из образца. Подобное влияние ориентации ранее, насколько нам известно, не наблюдалось в «традиционных» полупроводниках.

Ионная имплантация бора

Бор — изовалентная легкая примесь в Ga_2O_3 . Нами была проведена имплантация ионов бора с суммарной концентрацией 5 ат.% по отношению к концентрации Ga. После отжига при 950 °С методом ВИМС установлено сильное перераспределение бора с образованием двух максимумов (рис. 1). Аналогичное перераспределение примеси ранее наблюдалось и в кремнии при имплантации некоторых примесей с низкой растворимостью, например, Hg [3].

Таким образом, закономерности ионной имплантации в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ демонстрируют в одних случаях сходство с закономерностями ионной имплантации в «традиционные» полупроводники типа Si, а в других своеобразие. Это свидетельствует о необходимости учета индивидуальных особенностей того или иного вида Ga_2O_3 при выборе режимов имплантации и отжига, а также проведения предварительных тестовых измерений свойств для каждой партии материала. Подобный вывод справедлив и для других «нетрадиционных» полупроводников, что, однако, не дискредитирует преимущества метода ионной имплантации и необходимости использования этого метода в технологии Ga_2O_3 .

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-57-80011).

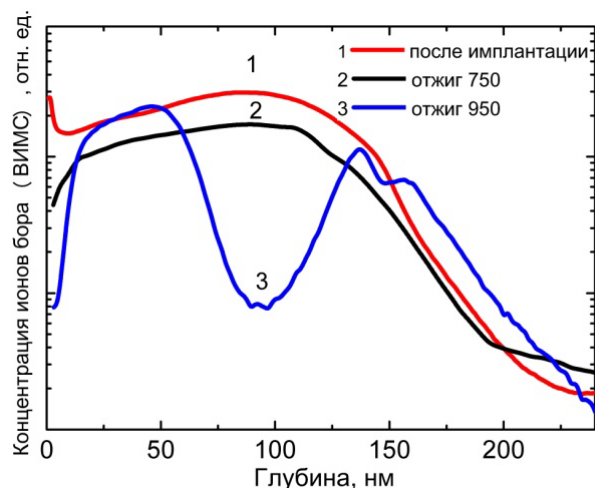


Рис. 1. Профили распределения ионов бора в $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (-201) после имплантации и отжига

Литература

1. S. J. Pearton, J. Yang, P. H. Cary *et al.* // *Appl. Phys. Rev.* V. 5, 011301 (2018).
2. A. Nikolskaya, E. Okulich, D. Korolev *et al.* // *Journal of Vacuum Science & Technology A.* V. 39, 030802 (2021).
3. O. V. Aleksandrov, Y. A. Nikolaev, N. A. Sobolev *et al.* // *Semiconductors.* V. 32, 1266–1269 (1998).

Вольт-фарадные характеристики МОП-емкостей, сформированных осаждением слоев диэлектрика $ZrO_2:Y_2O_3$ на гетероструктуры $Ge/Si(001)$

А. М. Титова^{1,*}, Н. А. Алябина¹, С. А. Денисов¹, В. Ю. Чалков¹, В. Г. Шенгуров^{1,**}, А. В. Здоровейцев¹, Е. А. Архипова², Ю. Н. Бузынин²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

*asya_titova95@mail.ru, **shengurov@phys.unn.ru

В этой статье мы сообщаем о характеристиках Ge МОП, сформированных на гетероструктурах $Ge/Si(001)$, выращенных методом газофазного осаждения с пиролизом моногермана на «горячей нити» (HW CVD), со сверхтонкими диэлектрическими затворами из $ZrO_2:Y_2O_3$ с разным процентным содержанием Y_2O_3 .

Введение

Интерес к МОП-транзисторам на основе Ge недавно возобновился в связи с высокой подвижностью носителей заряда в них по сравнению с кремниевыми, а также доступностью диэлектриков с высокой диэлектрической проницаемостью, таких как HfO_2 , ZrO_2 и др. Для использования в МОП-транзисторах слои Ge на $Si(100)$ должны быть совершенными по структуре и иметь гладкую поверхность.

Более общими методами, применяемыми для формирования высококачественных эпитаксиальных слоев Ge на $Si(100)$ является использование градиентного буферного слоя $Si_{1-x}Ge_x$ и циклического термического отжига.

Однако если учесть, что область каналов MOSFETs включает только $\sim 10\text{--}100$ нм слоя германия, то избыток количества эпитаксиального материала является нежелательным.

Высококачественные эпитаксиальные слои Ge с гладкой поверхностью нами были выращены методом HW CVD [1]. Слои были *in situ* легированы атомами галлия в широком диапазоне концентраций.

Целью данной работы являлось исследование диэлектрика $ZrO_2:Y_2O_3$ и многослойной металлизации $Ti\text{-}Pt\text{-}Au$ на гетероструктурах $Ge/Si(001)$, выращенных методом HW/CVD.

Эксперимент

Электрическое качество слоев $Ge/Si(001)$ было изучено нами с помощью высококачественных вольт-фарадных (C-V) измерений, выполненных на МОП-конденсаторах. На рис. 1 приведена конструкция МОП-конденсатора.

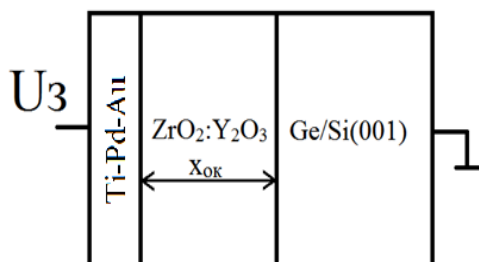


Рис. 1. Поперечный разрез МОП-конденсатора

Эпитаксиальные слои Ge на подложках $Si(001)$ были выращены методом газофазного осаждения с разложением моногермана (GeH_4) на горячей нити (англ. Hot Wire Chemical Vapor Deposition, HW CVD) по методике, описанной в [1]. Слои были выращены в сверхвысоковакуумной установке МЛЭ с базовым давлением $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ Торр, внутрикамерное устройство которой, было переоборудовано для выращивания слоев Ge методом HW CVD. Для выращивания слоев Ge , легированных атомами галлия, нами был разработан метод сублимации этого элемента из источника германия, легированного галлием [1]. Слои выращивали при температуре подложки ~ 325 °C и нагреве Ta -нити до 1400 °C при $p_{GeH_4} = 6 \cdot 10^{-4}$ Торр.

На поверхность гетероструктуры $Ge/Si(001)$ при $T = 200$ °C электронно-лучевым методом был осажден слой $ZrO_2:Y_2O_3$, а затем через маску с окном диаметром $\varnothing = 500\text{--}600$ мкм осаждали таким же методом металлический контакт (либо $Pd\text{-}Au$, либо Al), который является затвором. Измерение C-V-характеристик МОП-конденсаторов проводили на частоте 1 МГц.

Результаты и обсуждения

Типичная C-V-характеристика для МОП-структуры $p\text{-}Ge\text{-}ZrO_2:Y_2O_3$ приведена на рис. 2. Видно, что проводимость слоя Ge p -типа достаточно высокая.

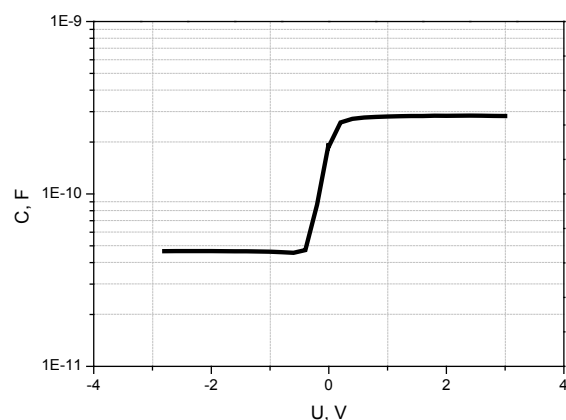


Рис. 2. Вольт-фарадная характеристика МОП-емкости структуры $p\text{-}Ge\text{-}ZrO_2:Y_2O_3$

Таблица 1. Основные параметры МОП-конденсаторов, полученные методом CV-измерений

№ ст-ры	Тип проводимости слоя Ge	N, см ⁻³	%ное содержание Y ₂ O ₃	Плотность поверхностных состояний Q _{ss} , см ⁻²	Поверхностный заряд N _{ss} , эВ ⁻¹ см ⁻²	Толщина диэлектрического слоя, нм	
						Расчет	Эксперимент
10-898	n-тип	4·10 ¹⁸	0	6,7·10 ¹⁰	1,06·10 ¹¹	54,5	15
10-877	p-тип		4	6,18·10 ¹¹	1,07·10 ¹³	22,3	15
10-876	p-тип	6·10 ¹⁶	5,2	1,8·10 ¹¹			

На основе данных, полученных из ВФХ, были рассчитаны плотности поверхностных состояний и поверхностные заряды, которые характеризуют границу раздела диэлектрик-полупроводник (табл. 1).

Определены значения плотности поверхностных состояний на границе раздела слой Ge — слой ZrO₂:Y₂O₃, которые сравнимы с плотностью, определенной в [2] для МОП-структур: Ti-N(затвор)-Al₂O₃(~10 нм) + GeO_xN_x(2нм), где $D = 4,7 \cdot 10^{11} - 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

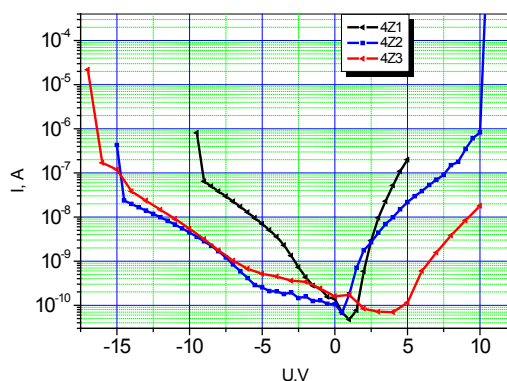


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики, измеренные на МОП-структурах с подзатворным диэлектриком ZrO₂:Y₂O₃ (4 %): 4Z1 — без отжига; 4Z2 — отжиг при 400 °С; 4Z3 — отжиг при 600 °С

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики, измеренные на МОП-структурах с подзатворным диэлектриком ZrO₂:Y₂O₃ с концентрацией 4% Y₂O₃, в зависимости от температуры отжига структуры. Отметим, что максимально затвор выдерживает

напряжения до -16 В на структуре, отожженной при 600 °С 4Z3. На этой же структуре получены наиболее высокие значения диэлектрической проницаемости $k = 20,9$ и наименьшее значение токов утечки, равное $5 \cdot 10^{-5} \text{ А/см}^2$ (при напряжении на затворе -1 В). Отметим, что данное значение тока утечки является хорошим результатом для слоев high-k диэлектриков на основе ZrO₂, состоящих из смеси кристаллической и аморфных фаз.

Заключение

Мы впервые продемонстрировали отличные германиевые p-МОП с тонким диэлектрическим слоем фианита (ZrO₂:Y₂O₃) и Pd-Au затвором. Результаты показали, что плотность поверхностных состояний на границе p-Ge-ZrO₂:Y₂O₃ составляет $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что сравнимо с данными, полученными другими авторами. Плотность токов утечки составляла $5 \cdot 10^{-5} \text{ А/см}^2$ при напряжении на затворе $U = -1 \text{ В}$, что является хорошим параметром для слоев high-k диэлектриков на основе ZrO₂.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-22-00866.

Литература

1. V. G. Shengurov et al. // Material Sci. and Engineering B, 2020.
2. Kuring How Leo // J. Electronic. Maherials, 2013.

Исследование временной стабильности многоуровневого резистивного переключения в нанокристаллических пленках ZnO для нейроморфных систем

Р. В. Томинов*, З. Е. Вакулов, И. А. Шиховцов**, И. С. Угрюмов, В. А. Смирнов

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922

*tominov@sfedu.ru, ** shihovcov@sfedu.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований временной стабильности многоуровневого резистивного переключения в нанокристаллических пленках ZnO. Показано, что время сохранения состояния пяти синаптических уровней в диапазоне от $(7,32 \pm 0,43) \cdot 10^{10} \Omega$ до $(1,81 \pm 0,17) \cdot 10^8 \Omega$ составляет более 10^5 секунд. Полученные результаты могут быть использованы при изготовлении нейроморфных систем на основе нанокристаллических пленок оксида цинка.

Введение

По мере роста потребностей в высокопроизводительных вычислениях традиционная архитектура компьютеров фон Неймана становится все более неэффективной в задачах, связанных с неструктурированными и зашумленными данными. Один из способов решения данной проблемы заключается в разработке и изготовлении нейроморфной системы, которая позволяет проводить когнитивную обработку информации в рамках компактной и энергоэффективной платформы. Нейроморфная система представляет собой обобщенную и упрощенную абстракцию биологического мозга, адаптивна к окружающей среде и устойчива к случайному шуму [1–3]. Аппаратная реализация нейроморфной системы на цифровых транзисторных схемах требует много памяти и потребляет много энергии, поэтому возникает необходимость более эффективного решения на аппаратном уровне.

Энергонезависимая резистивная память (ReRAM) является одной из перспективных типов памяти и может стать элементной базой будущих нейроморфных систем [4, 5]. Анализ литературных данных показал, что одним из наиболее перспективных материалов для изготовления элементов ReRAM нейроморфных систем являются нанокристаллические пленки оксида цинка (ZnO), полученные методом импульсного-лазерного осаждения [6–10]. Однако использование нанокристаллических пленок ZnO для изготовления ReRAM в настоящее время ограничено отсутствием систематических режимов исследования эффекта резистивного переключения, в частности, недостаточной изученностью временной стабильности многоуровневого резистивного переключения в нанокристаллических пленках ZnO.

Методика эксперимента

Для проведения экспериментального исследования методом импульсного лазерного осаждения (Pioneer 180, Neoseca LCC, США) на подложках Si/TiN были получены пленки нанокристаллического ZnO при следующих режимах: температура пластины 300 °C, расстояние между мишенью и пластиной 50 мм, давление O₂ 1 мТорр, энергия импульса 220 мДж. Электрические измерения проводились с использованием системы измерений параметров по-

лупроводников Keithley 4200-SCS (Keithley, США). В качестве верхнего и нижнего электродов были использованы зонд из вольфрама и пленка TiN соответственно.

Результаты и обсуждение

Анализ полученных экспериментальных результатов исследования временной стабильности многоуровневого резистивного переключения показал (рис. 1), что в течение 10^5 с сопротивление пленки ZnO в резистивном состоянии, полученном

при $U_p = 0,1$ В и $t_p = 10^{-3}$ с уменьшилось от $(7,32 \pm 0,43) \cdot 10^{10} \Omega$ до $(6,17 \pm 0,36) \cdot 10^{10} \Omega$;

при $U_p = 0,2$ В и $t_p = 10^{-3}$ с уменьшилось от $(2,71 \pm 0,21) \cdot 10^{10} \Omega$ до $(2,15 \pm 0,18) \cdot 10^{10} \Omega$;

при $U_p = 0,3$ В и $t_p = 10^{-3}$ с уменьшилось от $(1,47 \pm 0,13) \cdot 10^9 \Omega$ до $(1,12 \pm 0,09) \cdot 10^9 \Omega$;

при $U_p = 0,5$ В и $t_p = 10^{-3}$ с уменьшилось от $(5,17 \pm 0,57) \cdot 10^8 \Omega$ до $(3,13 \pm 0,47) \cdot 10^8 \Omega$;

при $U_p = 1,0$ В и $t_p = 10^{-3}$ с уменьшилось от $(1,81 \pm 0,17) \cdot 10^8 \Omega$ до $(1,43 \pm 0,12) \cdot 10^8 \Omega$.

Таким образом, было показано, что время сохранения состояния на заданных синаптических уровнях для исследуемых пленок нанокристаллического ZnO составляет более 10^5 с. Полученные результаты могут быть использованы в производстве элементов нанoeлектроники, в частности, при изготовлении ReRAM-элементов нейроморфных систем на основе нанокристаллических пленок ZnO.

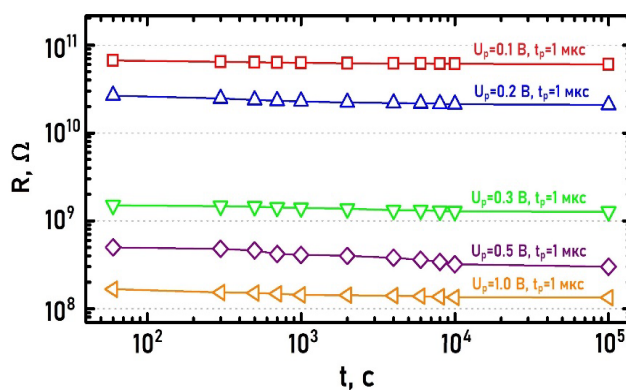


Рис. 1. Экспериментальные зависимости сопротивления нанокристаллической пленки ZnO от времени при различной амплитуде импульса напряжения U_p

Финансирование

Подготовка экспериментальных образцов нанокристаллических пленок ZnO была выполнена при поддержке Правительства РФ (соглашение № 075-15-2022-1123). Исследование временной стабильности многоуровневого резистивного переключения в нанокристаллических пленках ZnO выполнено при поддержке гранта РФФИ № 21-79-00216, <https://rscf.ru/project/21-79-00216/>, Южный федеральный университет.

Литература

1. Y. Lee, J. Park, D. Chung, K. Lee, S. Kim // *Nanoscale Research Letters*, **17**(1), 84 (2022).
2. С. А. Щаников, С. А. Лобов, А. Н. Михайлов *и др.* // *Наноиндустрия*, **14**, 655 (2021).
3. В. А. Смирнов, Р. В. Томинов, В. И. Авилов *и др.* // *Физика и техника полупроводников*, **53**, 77 (2019).
4. A. Ascoli, S. Menzel, V. Rana *et al.* // *Advanced Electronic Materials*, **8**, 2200182 (2022).
5. В. А. Смирнов, Р. В. Томинов, В. И. Авилов *и др.* // *Известия Южного федерального университета. Технические науки*, **2**, 204 (2019).
6. В. А. Смирнов, Р. В. Томинов, Н. И. Алябьева *и др.* // *Журнал технической физики*, **88**, 1273 (2018).
7. R. V. Tominov, Z. E. Vakulov, V. I. Avilov *et al.* // *Nanomaterials*, **10**, 1007 (2020).
8. R. V. Tominov, Z. E. Vakulov, N. V. Polupanov *et al.* // *Nanomaterials*, **12**, 455 (2022).
9. Р. В. Томинов, З. Е. Вакулов, В. И. Авилов *и др.* // *Наноиндустрия*, **15**, 509 (2022).
10. K. Saka, D. Gokcen // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, **33**, 21811 (2022).

Терагерцовая генерация в гетероструктурных р-і-п-диодах $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

В. Н. Трухин^{1,*}, И. А. Мустафин¹, С. Фань², В. С. Калиновский¹, Е. В. Контрош¹, К. К. Прудченко¹, И. А. Толкачев¹

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

² Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

* valembr@mail.ru

Экспериментально исследован процесс генерации терагерцового излучения в гетероструктурных р-і-п-диодах $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами, который связан с баллистическим движением электронов: ускорением в электрическом поле до скорости, значительно превышающей скорость насыщения на временах сотен фемтосекунд («velocity overshoot»), и последующего резкого спада, связанного с междолинным переходом электронов из Г-долины.

Введение

Компактные и недорогие ТГц-спектрометры с временным разрешением на основе оптико-ТГц-фотопроводящих преобразователей ультракоротких лазерных импульсов активно развиваются и находят широкое применение при решении фундаментальных и прикладных задач. В значительной степени высокая активность исследований в данном направлении связана с совершенствованием ТГц-спектрометра, которое определяется улучшением параметров детектора и эмиттера. В качестве терагерцового эмиттера в основном используются фотопроводящие полупроводниковые антенны (ФПА) [1–3] и объемный полупроводник InAs [4–7]. В качестве фотопроводника в ФПА используются полупроводниковые слои соединений A^3B^5 , выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии при пониженной температуре (LT-GaAs, LT-InGaAs). Дальнейшее совершенствование ТГц-эмиттеров связывают с использованием структур на основе метаповерхностей (плазменное возбуждение) и р-і-п-диодов [8].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования генерации терагерцового излучения в гетероструктурных р-і-п-диодах $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами.

Образцы и результаты

Экспериментальные образцы гетероструктурных р-і-п-диодов $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (на комплексе SemiTEq STE3526) на 2" n-GaAs(001) подложках. В качестве легирующих примесей использовались Si(n) и Be(p). Исследуемая структура включала в себя брэгговскую решётку AlAs/GaAs; нелегированный слой i-GaAs (n , 10^{15} см^{-3}) толщиной 1.5 мкм; слой p-Al_{0.1}Ga_{0.9}As толщиной 1.5 мкм ($p = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$); широкозонное окно p-Al_{0.8}Ga_{0.2}As толщиной 0.1 мкм ($p = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и контактный слой р+-GaAs.

На выращенной эпитаксиальной пластине с использованием фотолитографии были сформированы чипы р-і-п-диодов с общей площадью 1 мм². На фронтальной фоточувствительной поверхности чипов диаметром 250 мкм с помощью фотолитографии был сформирован омический контакт в виде кольца с по-

следующим удалением контактного слоя р±GaAs внутри кольца.

Для возбуждения исследуемых образцов использовались титан-сапфировые лазеры, генерирующие оптические импульсы длительностью ~15 фс и 100 фс на длине волны ~800 нм. ТГц-излучение регистрировалось с помощью метода электрооптического стробирования в геометрии зеркального отражения (был использован кристалл ZnTe толщиной 1 мм).

При исследовании ТГц-излучения, возбуждаемого от р-і-п-диода, было обнаружено, что максимальная эффективность ТГц-генерации наблюдается при приложении обратного смещения свыше 8 В и уровне оптического возбуждения до 10 мВт (при этом фиксируется линейная зависимость амплитуды ТГц-импульса от средней мощности).

Были проведены сравнительные исследования ТГц-генерации в объемном полупроводнике р-InAs, которые показали, что эффективность ТГц-генерации в р-і-п-диоде на порядок выше, чем в р-InAs (рис. 1).

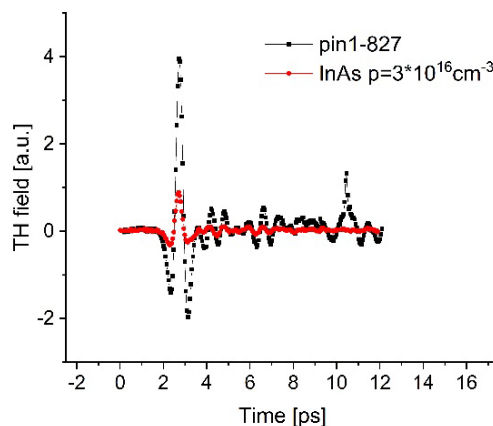


Рис. 1. Волновые формы ТГц-импульсов, генерируемые в р-і-п-диоде и р-InAs

Также было обнаружено, что волновая форма ТГц импульса (амплитуда, длительность) существенно зависит как от обратного смещения, так и от уровня возбуждения. Зависимости ТГц-поля от средней мощности возбуждаемого оптического излучения не являются монотонной функцией, имеют минимум, положение которого зависит от величины обратного смещения (рис. 2). Также не монотонной функцией является и зависимость ТГц-поля от величины обрат-

ного смещения на р-і-п-диоде. При высоких уровнях оптического возбуждения и при обратном смещении менее 8 В эффективность ТГц-генерации резко падает из-за экранирования приложенного электрического поля полем, обусловленным перераспределением неравновесных носителей заряда.

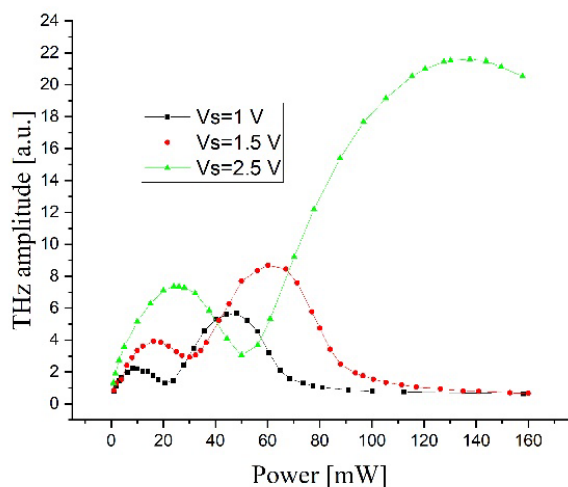


Рис. 2. Зависимость амплитуды ТГц-импульса от средней мощности оптического излучения

Заключение

Полученные результаты указывают на то, что механизм ТГц-генерации в гетероструктурном р-і-п-диоде $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ обусловлен ускорением электронов в электрическом поле до скорости, значительно превышающей скорость насыщения на временах порядка сотен фемтосекунд («velocity overshoot»), и последующего резкого спада, связанного с междолин-

ным переходом электронов из Г-долины. Показано, что эффективность ТГц-генерации в гетероструктурном р-і-п-диоде $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ при уровнях возбуждения, когда наблюдается линейная зависимость ТГц-амплитуды электрического поля от интенсивности возбуждающего оптического излучения, на порядок выше по сравнению с эффективностью ТГц-генерации в объемном полупроводнике р-InAs, являющемся сегодня наиболее эффективным когерентным терагерцовым эмиттером [9].

Литература

1. B. Globisch et al. // *J. Appl. Phys.*, **121**, 053102 (2017).
2. R. B. Kohlhaas et al. // *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 221103 (2019).
3. A. E. Yachmenev et al. // *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, **66**, 100485 (2020).
4. H.-T. Chen, R. Kersting // *Appl. Phys. Lett.*, **83** (15), 3009 (2003).
5. I. Nevinskas, F. Kadlec, C. Kadlec, R. Butkutė, A. Krotkus // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52**(36), 365301 (2019).
6. А. В. Андрианов, А. Н. Алешин // *Письма в ЖТФ*, **46**(10), 51 (2020).
7. В. Н. Трухин, В. А. Соловьев, И. А. Мустафин, М. Ю. Чернов // *Письма в ЖТФ*, **48**(3), 51 (2022).
8. Ping-Keng Lu, Anuar de Jesus Fernandez Olvera et al. // *Nanphototonics*, **11**(11), 2661 (2022).
9. R. Adomavicius, A. Urbanowicz, G. Molis, A. Krotkus, E. Šatkovskis // *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2463 (2004).

Межзонная фотолюминесценция и поглощение в нитевидных нанокристаллах InAs(P, N)/Si

Р. В. Устименко^{1,*}, Д. А. Караулов¹, И. А. Норватов¹, М. Я. Винниченко¹,
Д. А. Фирсов¹, В. В. Федоров^{1,2}, А. М. Можаров², И. С. Мухин^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

² Алфёровский университет, ул. Хлопина, 8, корп. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021

* ratmirustimenko@yandex.ru

Получены спектры фотолюминесценции (ФЛ) радиально гетероструктурированных нитевидных нанокристаллов (ННК) на основе твердого раствора InAs, в том числе и в форме ядро/оболочка, в ближнем ИК-диапазоне при различных уровнях оптической накачки и различных температурах. Обнаруженные в спектрах особенности объяснены межзонными переходами носителей заряда в InAs с преобладающей структурой вюрцита и вкладом 2D-дефектов InAs, обладающих кристаллической структурой сфалерита. Исследовано влияние пассивации поверхности ННК на спектры ФЛ. Впервые исследованы ранее не синтезировавшиеся ННК на основе азотосодержащего твердого раствора InAsN.

Введение

Создание светоизлучающих и фотопреобразующих устройств на основе полупроводниковых нитевидных нанокристаллов (ННК) является перспективной и актуальной задачей [1]. ННК на основе A^3B^5 имеют большие перспективы в качестве платформы для эффективных детекторов и источников излучения. ННК на основе InAs обладают рядом преимуществ среди нанонитей группы A^3B^5 в силу высокой подвижности и малой эффективной массы электронов, малой E_g , а также большой энергии спин-орбитального взаимодействия. Отличительной особенностью InAs ННК является высокое aspectное соотношение высоты ННК к их диаметру, однородная вертикальная ориентация ННК в эпитаксиальном массиве, а также возможность пространственного упорядочения ННК на поверхности подложки.

Исследуемые образцы и экспериментальная установка

Методом МПЭ на подложках Si(111) было изготовлено несколько массивов ННК: образец с чистыми ННК InAs и ряд образцов с пассивацией поверхности, имеющих структуру InAs-ядро/InP-оболочка и InAs-ядро/CaF₂-оболочка. Пассивация поверхности эффективно устраняет поверхностные состояния в ННК, которые оказывают существенное влияние на оптические свойства InAs ННК [2]. Также были изготовлены ранее не синтезировавшиеся ННК азотосодержащего твердого раствора InAsN и InAsN-ядро/InP-оболочка. Введение малой концентрации азота в соединения A^3B^5 приводит к сужению запрещенной зоны. Измерения проводились с помощью вакуумного фурье-спектрометра. Для исследований при криогенных температурах использовался криостат замкнутого цикла.

Экспериментальные результаты

Были измерены спектры поглощения во всех типах синтезированных ННК при разных температурах. На полученных зависимостях поглощение наблюдается для фотонов с энергией, превышающей 230–250 мэВ, при этом на спектрах наблюдаются особенности в диапазоне энергий 350–450 мэВ, соответствующие межзонным переходам, а также пик в районе

560 мэВ на спектре ННК InAsN, который объясняется расщеплением зоны проводимости вследствие встраивания азота в решётку InAs.

Для детального определения оптических свойств эпитаксиальных массивов были изучены спектры ФЛ в широком диапазоне температур (4–300 К) при разных уровнях оптической накачки для всех типов образцов с ННК. Луч лазерного излучения был наклонён к длинной оси ННК, что обеспечивало неоднородное оптическое возбуждение нитей. Вследствие этого возбуждение было усилено на вершине и подавлено у основания ННК. Во всех образцах изменение уровня оптической накачки качественно не повлияло на спектры ФЛ. На рис. 1 показаны нормированные спектры ФЛ некоторых образцов при $T = 4$ К. В образцах ННК с покровной оболочкой CaF₂ и без нее положение пиков ФЛ примерно совпадает, что говорит об аморфности выращенного слоя оболочки. При добавлении поверх ННК InAs покровных оболочек InP E_g увеличивается (см. малиновые и красные кривые на рис. 1), что объясняется деформацией решётки ядра ННК из-за механического сжатия оболочкой [3]. Низкоэнергетичное плечо (320–420 мэВ) в спектрах ФЛ может быть связано со вкладом от паразитных 2D-дефектов InAs, обладающих кристаллической структурой сфалерита, а также с донорно-акцепторными переходами, излучением экситонов и др. [4, 5]. Основной пик ФЛ находится между шириной

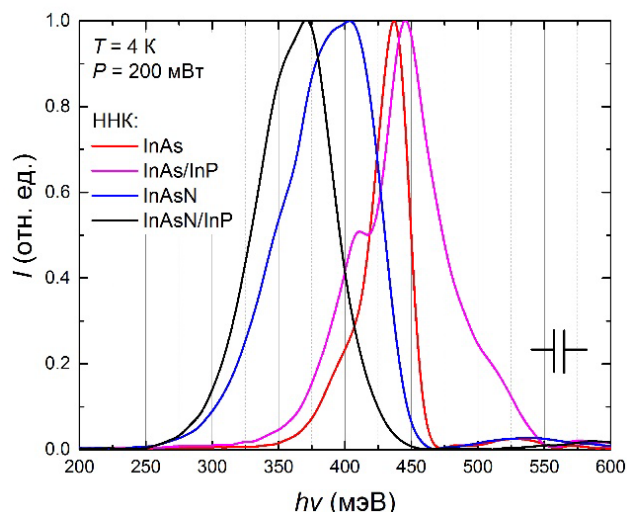


Рис. 1. Нормированные спектры ФЛ образцов ННК

запрещенной зоны чистых фаз InAs типа сфалерит (415 мэВ) и вюрцит (450–477 мэВ) вблизи энергии 435–445 мэВ. Это говорит о случайной гексагональной упаковке с преобладанием фазы вюрцита [3].

Температурные спектры ФЛ ННК InAs продемонстрировали тривиальную зависимость положения пика, характерную для межзонных переходов. Влияние температуры на спектры ФЛ ННК InAs-ядро/InP-оболочка не тривиально и показано на рис. 2. Видны две температурные особенности: во-первых, изменяется соотношение интенсивностей пиков ФЛ, а во-вторых, основной пик ФЛ при повышении температуры сперва испытывает голубой сдвиг, а затем красное смещение. Мы связываем высокоэнергетичное плечо ФЛ с излучением вершины ННК, где толщина оболочки InP и, как следствие, механическая деформация максимальны. При низких температурах основной пик ФЛ в значительной степени соответствует излучению основания ННК без оболочки, или

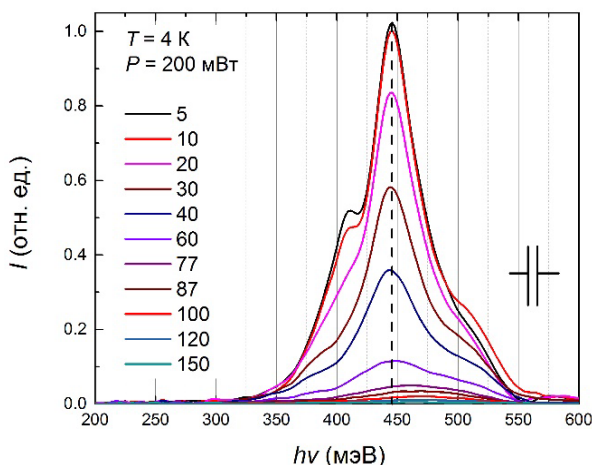


Рис. 2. Спектры ФЛ ННК InAs/InP при различных T

с меньшей ее толщиной. Это предположение подтверждается слабой зависимостью положения пика от толщины оболочки, варьируемой в образцах ННК InAs/InP. При температуре около 80 К левая часть пика (основной пик) практически исчезает, и доминирующим становится высокоэнергетичный хвост, определяющий положение пика ФЛ, который далее испытывает красное смещение. Мы предполагаем, что в особенностях спектра ФЛ ННК InAs/InP имеется вклад как от ненапряженных (не покрытых оболочкой InP), так и от напряженных участков ННК, что подтверждается ТЕМ-изображениями.

Добавление азота в ННК в процессе роста привело к значительному уменьшению E_g (см. рис. 1). Пассивация исследуемых азотосодержащих структур не привела к дополнительному голубому сдвигу, связанному с наличием напряжений, вследствие большей концентрации азота в образце ННК InAsN/InP. Спектры ФЛ ННК твердого раствора InAsN подтверждают встраиваемость в структуру малой концентрации азота.

Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта РФФ № 22-19-00494, <https://rscf.ru/project/22-19-00494/>.

Литература

1. X. Tengfei *et al.* // *Nanotechnology*, **31**, 294004 (2020).
2. S. A. Dayeh // *Semicond. Sci. Technol.*, **25**, 024004 (2010).
3. J. Treu *et al.* // *Nano Lett.*, **13**, 6070 (2013).
4. M. B. Rota *et al.* // *Nano Lett.*, **16**, 5197 (2016).
5. V. N. Brudnyi *et al.* // *Semicond.*, **39**, 385 (2005).

Микродисковый HgCdTe-лазер диапазона 3–5 мкм, работающий при температурах, близких к комнатной

В. В. Уточкин^{1,*}, М. А. Фадеев¹, А. А. Разова¹, В. В. Румянцев¹, К. Е. Кудрявцев¹, К. А. Мажукина¹, А. А. Янцер¹, А. А. Себина¹, Е. Е. Морозова¹, Д. В. Шенгуров¹, В. И. Гавриленко¹, Н. Н. Михайлов², С. А. Дворецкий², С. В. Морозов¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
utvlvas@ipmras.ru

В работе методом ионного травления был вытравлен микродисковый резонатор из волноводной гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe, которая обеспечивала генерацию однопроходового стимулированного излучения в диапазоне прозрачности атмосферы 3–5 мкм при температурах вплоть до 240 К. В спектре стимулированного излучения из процессированного микродискового резонатора наблюдался характерный для лазерного излучения модовый состав, спектр представлял собой набор узких пиков. Помимо выраженного обужения спектра излучения, имплементация микродискового резонатора позволила поднять критическую температуру генерации структуры на 20 К, до 260 К.

Введение

Компактные полупроводниковые лазеры среднего ИК-диапазона востребованы перестраиваемой диодной лазерной спектроскопией (TDLAS), которая является удобным инструментом для анализа газовых смесей. С прикладной точки зрения интересно окно прозрачности атмосферы 3–5 мкм, на которое приходится большое количество спектральных линий поглощения различных газов-поллютантов — HCl, CO, CO₂, NO_x, SO₂ и CH₄. Для квантово-каскадных лазеров уже продемонстрирована возможность мощной непрерывной генерации при комнатной температуре в среднем ИК-диапазоне. В то же время технологическая сложность роста ККЛ наряду с проблемой перестройки по длине волны оставляют пространство для разработки альтернативных полупроводниковых лазерных систем.

Одной из таких систем являются межзонные лазерные диоды или оптические конверторы на основе твёрдых растворов HgCdTe с множественными квантовыми ямами (КЯ). В данных структурах за счет подбора параметров КЯ (толщины и состава) можно получить E_g от сотен до единиц мэВ. В отличие от ККЛ, в HgCdTe структурах возможно осуществлять перестройку по энергии кванта в широком диапазоне (десятки-сотни мэВ) за счет изменения E_g с изменением температуры, что делает их удобными для TDLAS.

«Классический» метод создания резонатора Фабри — Перо в полупроводниковых лазерах при сколе граней структуры в исследуемых структурах нереализуем из-за специфического направления роста (013). По этой причине в работе рассматривается альтернативный дизайн лазерного резонатора — микродиск с модами шепчущей галереи (МШГ). Ограничение света в вертикальном направлении достигалось за счет реализации диэлектрического волновода.

Методика эксперимента

Структура выращена методом МПЭ на GaAs (013) подложке с ZnTe и CdTe буферами. Роль активной среды играли 13 КЯ Hg_{0.92}Cd_{0.08}Te/Cd_{0.75}Hg_{0.25}Te толщиной 2.7 нм. На структуре при помощи лазерной литографии вытравлен одиночный микродиск диаметром ~50 мкм и высотой ~1.5 мкм (рис. 1).

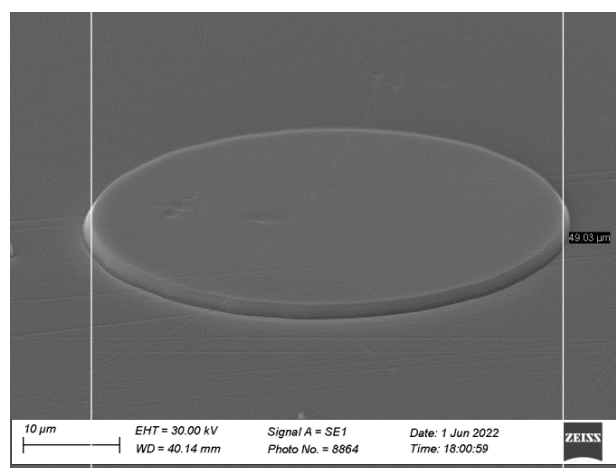


Рис. 1. СЭМ-изображение вытравленного одиночного диска

Образец устанавливался на холодный палец оптического гелиевого криостата замкнутого цикла (Advanced Research Systems DE-202, $T = 8–300$ К). Оптическая накачка структуры обеспечивалась ПГС ближнего ИК диапазона (частота повторения импульсов — 10 Гц, длительность импульса — 10 нс, длина волны генерации — 2 мкм, энергия в импульсе — 20–30 мДж). Интенсивность оптического возбуждения варьировалась при помощи набора стеклянных оптических аттенуаторов. В эксперименте луч лазера накачки был направлен под ~80 градусов к поверхности образца. Излучение от образца заводилось при помощи эллиптического зеркала в ИК-фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования.

Результаты и обсуждение

Спектры излучения исследуемого микродискового лазера приведены на рис. 2. Переход от спонтанного излучения к стимулированному контролировался по обужению спектра, а также сверхлинейному росту сигнала на приёмнике с увеличением мощности накачки. Как видно из рисунка, излучение образца перекрывало диапазон 4.7–3.8 мкм, при этом при температурах, достижимых при термоэлектрическом охлаждении (>190 К), диапазон перестройки составлял

$\sim 150 \text{ cm}^{-1}$. При температурах выше 210 К отдельные линии излучения уширились, а выше температуры в $\sim 260 \text{ K}$ наблюдался лишь слабый широкий спектр спонтанного излучения при любой интенсивности оптического возбуждения.

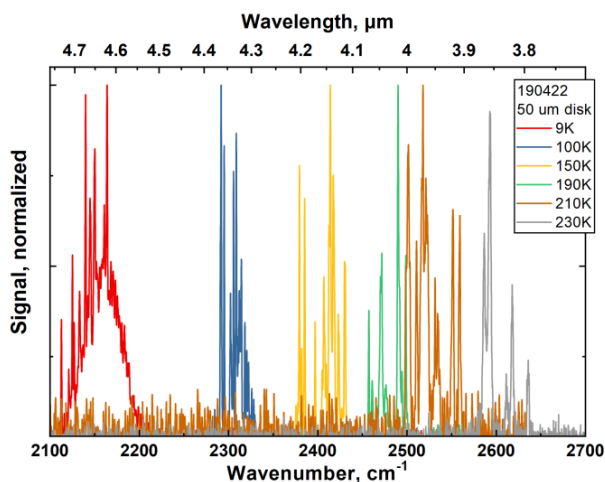


Рис. 2. Температурная эволюция спектров излучения микродиска, спектральное разрешение — 0.5 cm^{-1}

Спектры излучения при достаточно высоких температурах ($>100 \text{ K}$) представляли собой набор узких (от долей миллиэлектронвольт при низких T до единиц миллиэлектронвольт при высоких) отдельно стоящих линий. Как видно из рис. 2 и 3, спектр излучения при 9 К имел ярко выраженную «подставку», появление которой обусловлено крайне низкими порогами генерации даже для низкодобротных мод при 9 К. Даже при варьировании мощности накачки в широком диапазоне «подставка» не исчезает, а лишь меняет свою FWHM.

С ростом температуры пороги генерации для мод различной добротности растут с разной скоростью, и уже при температурах в десятки К «подставка» полностью исчезает. При температурах образца, близких

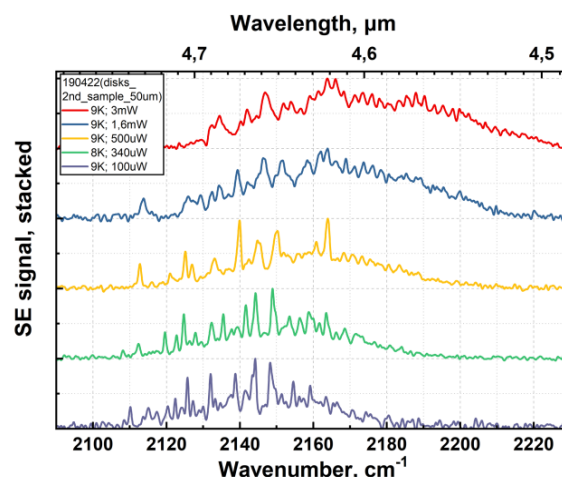


Рис. 3. Спектры излучения микродиска при $T = 9 \text{ K}$ и различной мощности оптического возбуждения

к критической температуре генерации, остаётся излучение лишь от наиболее добротных мод, число пиков уменьшается, так, при температуре $T = 230 \text{ K}$ в спектре присутствуют лишь три двойных пика с FWHM $\sim 3 \text{ cm}^{-1}$. Если воспользоваться известной упрощённой формулой для межмодового расстояния мод шепчущей галереи $\Delta\lambda = \lambda^2 / (2\pi Rn)$, то при радиусе 25 мкм и показателе преломления в диске 2.8 [1] межмодовое расстояние при $T = 230 \text{ K}$ должно составлять $\sim 0.034 \text{ мкм}$ при наблюдаемом в эксперименте 0.035 мкм . Таким образом, логично предположить, что при 230 К мы наблюдаем два семейства мод шепчущей галереи.

Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 22-12-00310).

Литература

1. Z. Kucera // Phys. Status Solidi (a), **100**, 659 (1987).

Одновременная двухчастотная генерация в гетероструктурах Hg(Cd)Te/HgCdTe

М. А. Фадеев^{1,*}, В. В. Уточкин¹, В. В. Румянцев^{1,3}, А. А. Дубинов^{1,3}, В. Я. Алешкин^{1,3}, Н. Н. Михайлов², С. А. Дворецкий², В. И. Гавриленко^{1,3}, С. В. Морозов^{1,3}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

³ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022

*fadeev@ipmras.ru

В данной работе проведены исследования спектров стимулированного излучения в диапазоне 5–10 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с оптической накачкой. Основное внимание уделено явлению резкого изменения длины волны стимулированного излучения при увеличении мощности накачки, которое не может быть объяснено разогревом решетки или носителей. Определены условия, при которых может возникать одновременная двухчастотная генерация. Обсуждаются возможные причины перестройки излучения: различие параметров квантовых ям, рекомбинация с участием глубоких примесных центров в барьерах и высоких уровней размерного квантования.

Введение

Гетероструктуры HgCdTe могут послужить основой для нового типа полупроводниковых лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона (от 3 до 50 мкм) благодаря подавлению оже-рекомбинации [1], высокому оптическому качеству гетероструктур, и относительной простоте производства по сравнению с каскадными лазерами ввиду меньшего числа КЯ в активной области.

В ходе исследования спектров стимулированного излучения (СИ) в волноводных гетероструктурах с КЯ на основе HgCdTe было обнаружено, что в некоторых структурах при увеличении мощности оптической накачки происходит резкое изменение длины волны излучения. Кроме того, удалось получить излучение на существенно разных длинах волн. В данной работе этот эффект исследуется на примере двух структур, излучающих в области 510 мкм.

Результаты

Обе исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs(013) в Институте физики полупроводников СО РАН [2]. Они представляют собой гетероструктуры с волноводом, образованным широкозонными слоями HgCdTe пятью КЯ в активной области. В процессе роста проводилась *in situ* характеристика структур методом эллипсометрии, данные которой показаны на рис. 1.

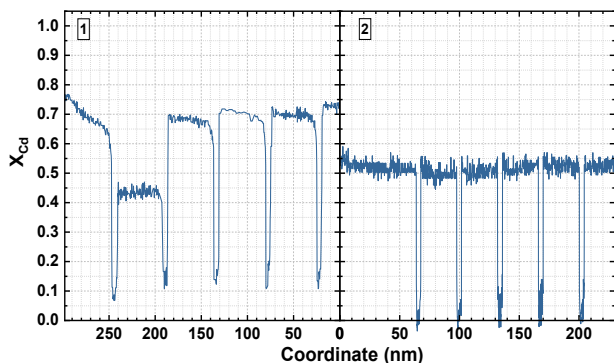


Рис. 1. Результаты эллипсометрии активной области структуры № 2 (слева) и структуры № 1 (справа)

Для исследования спектров фотолуминесценции (ФЛ) и СИ использовался ИК-спектрометр Bruker Vertex 80v, оптически сопряженный с криостатом замкнутого цикла, в котором размещался образец. Для возбуждения структуры использовался импульсный параметрический генератор света (ПГС) «Солар», излучающий на двух длинах волн: 2 мкм и 2.3 мкм.

В ходе работы проводилась запись спектров ФЛ структур при разных длинах волн и интенсивностях оптического возбуждения. В обеих структурах с увеличением мощности накачки развивается СИ, которое демонстрирует необычное поведение в зависимости от длины волны накачки. Спектры излучения структур при температуре 10 К показаны на рис. 2.

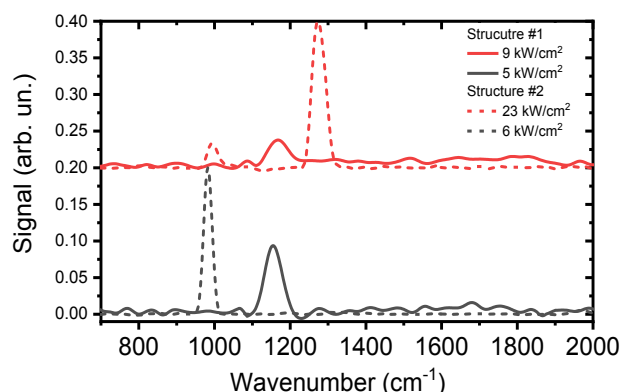


Рис. 2. Спектры излучения структур №1 (сплошные линии) и № 2 (пунктирные линии) при температуре 10 К и различной мощности накачки на длине волны 2 мкм

В структуре № 1 ширина запрещенной зоны в барьерах $\text{Cd}_{0.5}\text{Hg}_{0.5}\text{Te}$ соответствует длине волны 2 мкм, поэтому возможна как схема эксперимента, в которой неравновесные носители возбуждаются непосредственно в КЯ — при накачке с длиной волны 2.3 мкм, так и случай, когда неравновесные носители создаются в барьерах и лишь затем захватываются в КЯ — при накачке с длиной волны 2 мкм. Во втором случае при увеличении интенсивности накачки на фоне СИ возникает широкая линия спонтанного излучения (1400–2000 cm^{-1}).

В структуре № 2 ширина запрещенной зоны самого низкого барьера соответствует длине волны 2.3 мкм, поэтому для данной структуры в нашем

эксперименте накачка всегда частично поглощается в барьерах. В этой структуре при увеличении мощности происходит переключение между линиями СИ на длине волны 10 и 7.8 мкм. При повышении температуры наблюдается только длинноволновая линия.

В структуре № 1 с ростом температуры мощность накачки, при которой наблюдается коротковолновое излучение, уменьшается. При температуре 80 К увеличение интенсивности накачки на длине волны 2 мкм приводит к росту коротковолновой линии, и на фоне широкого спектра ФЛ выделяется линия СИ, что сопровождается уменьшением амплитуды длинноволновой линии. Спектры излучения структуры № 1 в различных условиях представлены на рис. 3. Возбуждая структуру одновременно на длинах волн 2.3 и 2 мкм и варьируя мощность, можно добиться того, что стимулированное излучение возникает на длине волны

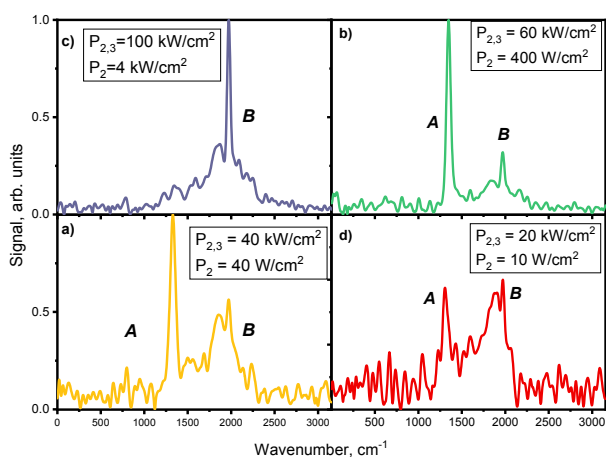


Рис. 3. Спектры излучения структуры № 1 при температуре 80 К. Панели *a* — *d* соответствуют разным соотношениям мощностей накачки на длинах волн 2 и 2.3 мкм, которые обозначены как P_2 и $P_{2,3}$ соответственно. Латинские буквы А и В обозначают линии ФЛ/СИ

~5 мкм, ~7.5 мкм, или на обеих длинах волн одновременно. При температурах выше 80 К наблюдается лишь широкая линия ФЛ, положение которой соответствует коротковолновой линии.

В структуре № 2 «срыв» излучения наиболее вероятно происходит из-за наличия в активной области КЯ с разными барьерами (см. рис. 1).

В структуре № 1, согласно *in situ* характеристики, КЯ отличаются гораздо меньше. Кроме того, с температурой интенсивность коротковолновой линии в структуре №1 растет, а в структуре № 2 уменьшается. Поэтому можно предположить, что наблюдаемая полоса ФЛ в структуре № 2 имеет другой механизм возникновения: например, из-за участия возбужденных состояний в КЯ, либо в результате захвата рекомбинации электронов в барьерах через глубокие примесные центры. В пользу последнего свидетельствует качественное изменение спектров при возбуждении «в барьеры» и «в КЯ». Энергия наблюдаемых переходов лежит в диапазоне $0.3E_g < \hbar\omega < 0.45E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны барьеров $\text{Hg}_{0.5}\text{Cd}_{0.5}\text{Te}$ и соответствует энергии переходов с глубоких примесных центров типа D1, которые ранее наблюдались в пленках HgCdTe [3].

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00298).

Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, M. S. Zholudev *et al.* // *ACS photonics*, **8**(12), 3526–3535 (2021).
2. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky *et al.* // *Int. J. Nanotechnol.*, **3**(1), 120–130 (2006).
3. D. L. Polla, R. L. Aggarwal // *Appl. Phys. Lett.*, **44**(8), 775–776 (1984).

Электродинамические эффекты при возбуждении плазмонов в трехмерной структуре на основе графена

Д. В. Фатеев^{1,2,*}, О. В. Полищук¹, В. В. Попов¹

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019

² Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012

* fateevdv@yandex.ru

В работе решена электродинамическая задача о нормальном падении терагерцовой электромагнитной волны на графеновый прямоугольник. Разработан алгоритм вычисления индуцированных полей, основанный на методе интегрального уравнения, обобщенном на трехмерные структуры. Вычислены спектры сечений поглощения, рассеяния и экстинкции графенового прямоугольника. Построены распределения осциллирующих токов, электрических полей и зарядов при возбуждении плазмонных резонансов. Проведена классификация плазмонных мод графенового прямоугольника.

Введение

Работы по исследованию и использованию плазмонов в графеновых структурах являются одним из многообещающих направлений терагерцовой (ТГц) оптоэлектроники [1]. Рассматриваются различные устройства, использующие свойства плазмонных резонансов и бегущих плазменных волн в графеновых структурах [2, 3]. Теоретические расчеты и моделирование возбуждения плазмонов в основном проводятся для двумерных структур, однородных в направлении, перпендикулярном волновому вектору плазмона [4], что снижает практическую ценность моделей. Для трехмерных структур с латеральными размерами, сравнимыми с длиной волны плазмона, двумерная модель не применима. Программные комплексы, основанные на методе конечных элементов, позволяют моделировать плазмонные трехмерные структуры, однако часто решения сильно зависят от размеров расчетной области, что вызвано взаимодействием индуцированных полей с границами расчетной области.

В данной работе решена электродинамическая задача о нормальном падении терагерцовой электромагнитной волны на графеновый прямоугольник методом интегральных уравнений.

Результаты

Электродинамический алгоритм разработан для следующей структуры. Графеновый прямоугольник с длинами сторон w и l расположен в плоскости XU , разделяющей два полупространства с разными диэлектрическими проницаемостями. Электромагнитная ТГц-волна произвольной поляризации падает нормально на границу раздела сред и рассеивается на прямоугольнике. Эванесцентные компоненты рассеянного поля возбуждают плазмоны в двумерном электронном газе графена. Разработанный метод состоит из следующих этапов. На первом этапе электрические и магнитные поля рассеянных электромагнитных волн представляются двойным интегралом Фурье по направлениям OX и OY . Уравнения Максвелла решаются в полубесконечных диэлектрических средах, окружающих графеновый прямоугольник. Для сшивания решений в диэлектрических средах используются граничные условия для тангенциальных компонент электрического и магнитного

полей. Интегральные уравнения формируются с использованием закона Ома для компонент электрических токов j_x и j_y в графене с использованием проводимости графена [5]. Система интегральных уравнений решается методом Галеркина путем разложения неизвестных компонент токов j_x и j_y в двойные ряды по полиномам Лежандра вдоль направлений OX и OY . Это позволяет преобразовать систему интегральных уравнений в бесконечную систему алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения компонент токов. Для достижения требуемой сходимости решения в разложениях искомых компонент токов по полиномам учитываются первые N слагаемых. Таким образом, всего для двух компонент электрического тока возникает N^2 неизвестных коэффициентов, что в свою очередь приводит к системе из $2N^2$ алгебраических уравнений, которая решается численно с контролем сходимости метода. Вычисленные компоненты токов позволяют рассчитать индуцированные электрические и магнитные поля в любой точке рассматриваемой структуры.

Вычислены спектры сечений экстинкции, поглощения и рассеяния в исследуемой структуре. Сечение поглощения структуры A вычисляется путем интегрирования выражения Джоуля — Ленца по площади графенового прямоугольника (рис. 1). Сечение поглощения на основных плазмонных резонансах может

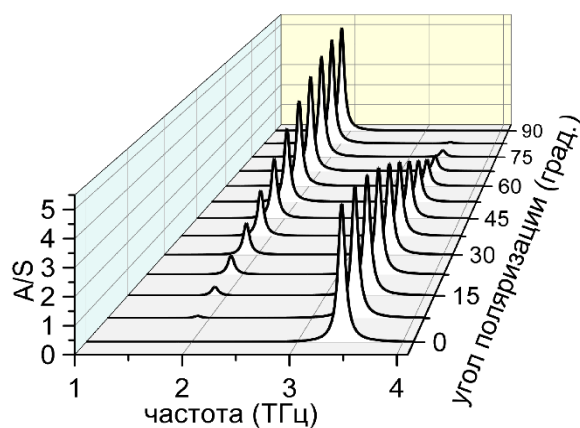


Рис. 1. Спектры сечения поглощения графенового прямоугольника, нормированного на его площадь S в зависимости от угла поляризации электрического поля падающей волны. Нулевой угол поляризации соответствует поляризации электрического поля вдоль оси OX . Параметры структуры $w = 1$ мкм и $l = 2$ мкм

превышать геометрический размер структуры в несколько раз (см. рис. 1) и является основным механизмом экстинкции падающей волны.

Выяснено, что в зависимости от поляризации электрического поля падающей волны возбуждаются два типа основных резонансов. Причем эти резонансы могут возбуждаться независимо падающей волной, электрическое поле которой поляризовано вдоль одной из сторон прямоугольника (вдоль оси OX или вдоль оси OY). При произвольном угле поляризации (отличающемся от 0 и 90 градусов) падающей волны возбуждаются оба типа плазмонных резонансов.

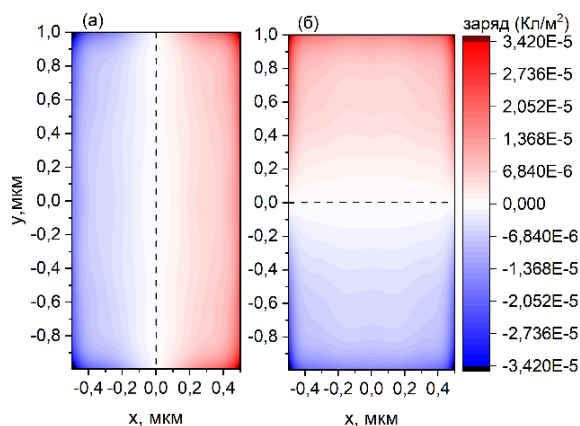


Рис. 2. Мгновенное распределение осциллирующей плотности заряда в графеновом прямоугольнике на частоте плазмонного резонанса в момент максимального размаха колебания. При угле поляризации падающей волны 0 градусов на частоте 3.42 ТГц (а); при угле поляризации 90 градусов на частоте 1.88 ТГц (б). Пунктирной линией обозначен узел колебания плотности заряда

С использованием уравнения непрерывности

$$\rho = -\frac{i}{\omega} \left(\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} \right) \quad (1)$$

вычислено пространственное распределение осциллирующей плотности заряда на частотах плазмонных резонансов (рис. 2), соответствующих рис. 1.

Показано, что плазмонные резонансы (рис. 2) являются фундаментальными резонансами, связанными с колебаниями зарядов вдоль короткой стороны (рис. 2, а) и вдоль длинной стороны (рис. 2, б) прямоугольника. Оба плазмонных резонанса сопровождаются сильными краевыми эффектами: накоплением заряда в углах и на ребрах прямоугольника. Такое накопление заряда возникает из-за сингулярности электрического поля на нерегулярностях структуры.

Финансирование

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-19-00611.

Литература

1. Xinming Li, Li Tao, Zefeng Chen *et al.* // *Applied Physics Reviews*, **4**, 021306 (2017).
2. V. Ryzhii, T. Otsuji, M. Shur // *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 140501 (2020).
3. M. Shur, G. Aizin, T. Otsuji, V. Ryzhii // *Sensors*, **21**, 7907 (2021).
4. M. Yu. Morozov, V. V. Popov, D. V. Fateev // *Scientific Reports*, **11**, 11431 (2021).
5. L. A. Falkovsky, A. A. Varlamov // *European Physical Journal B*, **56**, № 4, 281–284 (2007).

Расчет транспортных характеристик двухслойного графена с различным углом разориентации

В. В. Савельев*, С. В. Хазанова**

¹ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
* savelevvladv@mail.ru, ** khazanova@phys.unn.ru

В данной работе в качестве исследуемых структур рассматривается двухслойная графеновая структура с периодическим потенциалом с шириной полос порядка нескольких нанометров. Численно рассчитывается влияние степени взаимодействия слоёв, угла падения электронной волны, скорости Ферми на вольт-амперную характеристику структуры.

Введение

Основными требованиями, предъявляемыми к современным электронным устройствам, являются минимальные размеры компонентов, быстродействие и низкое энергопотребление, поэтому элементная база таких устройств должна основываться на материалах с пониженной размерностью и высокой подвижностью носителей заряда. С этой точки зрения особую привлекательность получили различные двумерные материалы, а также гетероструктуры из двух или нескольких слоёв двумерных материалов с различными параметрами [1]. Одним из таких материалов является графен — монослой атомов углерода, обладающий рядом уникальных электрофизических свойств. При этом недостатком изолированного монослоя графена является отсутствие запрещённой зоны. Устройства, созданные на основе нескольких слоёв графена, смещённых относительно друг друга на некоторый угол, открывают новый раздел электроники — твистронику [2]. Управление характеристиками структур возможно путем смещения слоёв относительно друг друга (рис. 1). При смещении слоёв в подобной структуре возникают периодически расположенные области с различным типом упаковки (AA- и AB-упаковки, зонные диаграммы на рис. 2, *b* и *c* соответственно). Сверхпериод, появляющийся таким образом в геометрии данных структур, приводит к изменениям в энергетических

и транспортных характеристиках. Размеры областей с различной упаковкой и параметр сверхпериода определяются углом разориентации, возникает так называемый муаровый узор. Кроме того, в ряде работ указывается на уменьшение скорости Ферми с ростом угла разориентации [2].

Метод расчёта

Известно, что энергетические состояния в графене описываются с помощью уравнения Дирака. Решение уравнения Дирака

$$\hat{H} = v_F \vec{\sigma} \vec{p} + V(x) \hat{I}$$

можно представить в виде спиноров

$$\Psi_1(x) = \begin{pmatrix} 1 \\ se^{i\phi} \end{pmatrix} e^{i\lambda x}, \Psi_2(x) = \begin{pmatrix} 1 \\ -se^{-i\phi} \end{pmatrix} e^{-i\lambda x}.$$

В данной работе с помощью метода матрицы переноса для графена [4] численно рассчитывается коэффициент прохождения. Введем матрицы, описывающие поведение волновой функции внутри барьера и на его границах:

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ se^{i\phi} & -se^{-i\phi} \end{pmatrix}, T(x) = \begin{pmatrix} e^{i\lambda x} & 1 \\ 1 & e^{-i\lambda x} \end{pmatrix}.$$

Используя данные матрицы, получаем результирующую матрицу переноса $M(x)$ [4]. Вероятность прохождения через многобарьерную структуру $T = |t|^2$ определяется диагональным элементом матрицы переноса: $T(E) = |M_{22}|^{-2}$.

Вольт-амперная характеристика рассчитывалась по формуле: $I = \frac{e}{4\pi^3 h} \int T(E) (f(E) - f(E')) dE$, где $f(E)$ — функция распределения, $E' = E + eV_b$.

Изменение угла разориентации учитывается перенормировкой скорости Ферми, а влияние сверхпериода с параметром порядка нескольких нанометров учитывается путём модуляции высоты барьеров.

Результаты работы и выводы

Для различных периодических структур с 14 барьерами рассчитан коэффициент прохождения, высота барьера 0.2 эВ, ширина полос 0,142 нм, параметр дельта 0.02 эВ. Далее, используя зависимости коэффициента прохождения от энергии, получена вольт-амперная характеристика (ВАХ) соответствующих структур. Рассчитаны ВАХ для скоростей Ферми,

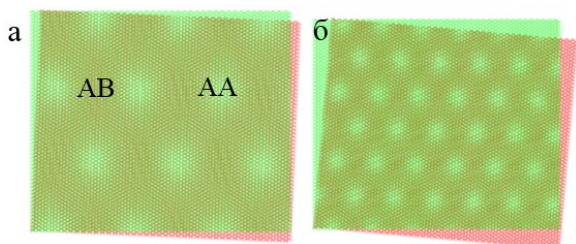


Рис. 1. Муаровый узор, смоделированный для различных углов разориентации слоёв (*a* — 5° и *b* — 10°)

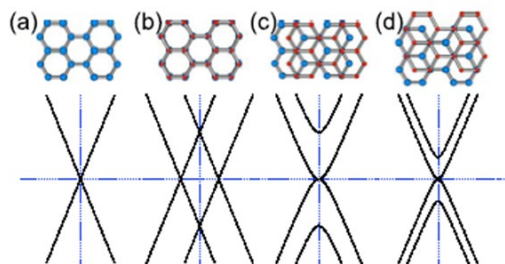


Рис. 2. Схематичное изображение зонных диаграмм монослойного и двухслойного графена

соответствующих углам поворота 5° (0,85), 10° (0,95) и 30° (1) (рис. 3, в данном случае ширина полос составляла 5 нм). При уменьшении угла взаимоповорота появляется и становится более выраженным участок отрицательного дифференциального сопротивления, что качественно совпадает с литературными данными (рис. 4).

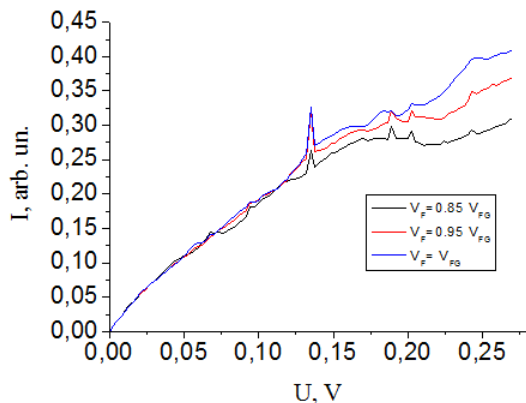


Рис. 3. Расчёты вольт-амперной характеристики двуслойного графена, влияние перенормировки скорости Ферми

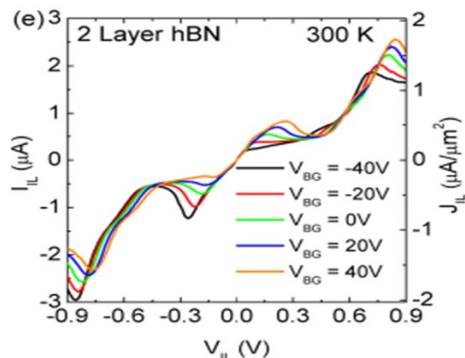


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика транзистора на основе АВ-упакованного графена [2]

Рассчитаны вольтамперные характеристики для двуслойного графена с различным углом падения электронной волны (рис. 5). В зависимости от угла меняется крутизна участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

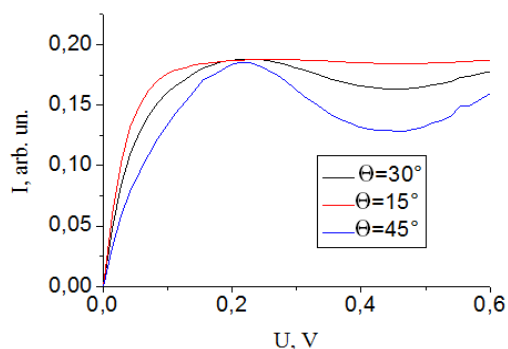


Рис. 5. Расчёты вольт-амперной характеристики муарового графена, влияние угла падения электронной волны

Выводы

1. При некоторых значениях параметра Δ и угла разориентации на ВАХ наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления. С ростом угла разориентации наклон данного участка увеличивается.
2. При уменьшении угла падения волны наклон участка обратного дифференциального сопротивления увеличивается.

Литература

1. A. C. Ferrari et al. // *Nanoscale*, 7, 4598–4810, 2015.
2. A. V. Rozhkov et al. // *Physics Reports*, 648, 1–104, 2016.

Транспорт электронов в гетеробиполярном транзисторе со сверхрешеткой в области эмиттера

А. С. Пузанов, С. В. Хазанова*, О. Л. Голиков, Е. А. Тарасова, И. Ю. Забавичев, А. А. Потехин, Е. С. Оболенская, А. С. Иванов, Д. Г. Павельев, С. В. Оболенский

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*khazanova@phys.unn.ru

Проведен расчет семейства входных и выходных характеристик гетеробиполярного транзистора с короткопериодной сверхрешеткой в области эмиттера. Получена область отрицательной дифференциальной проводимости, что позволяет реализовать не только усиление, но также генерацию и умножение высокочастотных колебаний.

Введение

Увеличение объема передаваемых данных требует расширения полосы пропускания каналов связи и перехода в область все более высоких частот. Гетеробиполярные транзисторы с резонансным туннелированием являются перспективными приборами нанoeлектроники для создания приемников и передатчиков гипервысоких (300–3000 ГГц) частот [1]. Традиционно резонансное туннелирование в гетеробиполярном транзисторе реализуется путем введения в эмиттерный переход двойного барьера, представляющего квантово-механический аналог интерферометра Фабри — Перо. Поскольку применение двойного барьера сильно ограничивает максимальную плотность тока через транзистор, в работе [2] в эмиттерный переход была введена короткопериодная сверхрешетка. Это позволило в 3,5 раза увеличить коэффициент усиления в схеме включения с общим эмиттером по сравнению с аналогичной двухбарьерной структурой.

Объект исследований

В настоящей работе рассматривается гетеробиполярный транзистор с тонкой базой на основе GaAs с короткопериодной AlAs/GaAs сверхрешеткой в эмиттерном переходе. На GaAs подложке задавался сильнолегированный n^+ -слой коллектора толщиной 140 нм с концентрацией легирующей примеси 10^{18} см^{-3} и слаболегированный n^- -слой коллектора толщиной 500 нм с концентрацией легирующей примеси $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Толщина p^+ -слоя базы составляла 84 нм с концентрацией легирующей примеси $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эмиттер представлял сильнолегированную 6-периодную короткоканальную сверхрешетку $(\text{AlAs})_4/(\text{GaAs})_{18}$ с переходными слоями [3] толщиной 1/28, 2/24, 3/21 монослоев AlAs и GaAs соответственно. Концентрация легирующей примеси в сверхрешетке составляла 10^{18} см^{-3} и линейно возрастала в области переходных слоев до $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Площадь структуры задавалась равной 1 мкм^2 .

Методика моделирования

Толщина базы гетеробиполярного транзистора подобрана из условия реализации в ней квазибаллистического переноса электронов. Сверхрешетка в эмиттерном переходе формирует диаграмму направленности электронов в пространстве волновых векторов, существенно отличающуюся от распределения

Максвелла. Для расчета тока через сверхрешетку использовалось решение уравнений Шредингера и Пуассона в двухдолинном приближении [4].

Результаты расчетов

Зонная диаграмма моделируемой структуры гетеробиполярного транзистора с короткопериодной сверхрешеткой представлена на рис. 1.

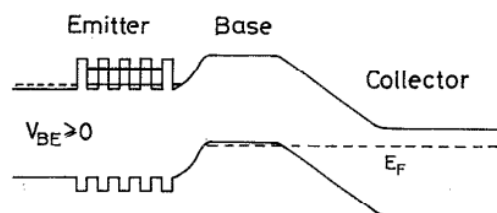


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы исследуемой структуры

На первом этапе были рассчитаны семейства входных (рис. 2) и выходных (рис. 3) вольт-амперных характеристик (ВАХ) биполярного транзистора без сверхрешетки в схеме включения с общим эмиттером. Далее было учтено влияние короткопериодной сверхрешетки в эмиттерном переходе. Падение напряжения на ней в зависимости от тока базы при различных напряжениях коллектор-эмиттер приведены на рис. 4. Предельные значения тока базы и напряжения коллектор-эмиттер выбирались, исходя из условия максимального падения напряжения на сверхрешетке, но не более 1 В, так как при больших значениях происходит ее пробой (вставка на рис. 4).

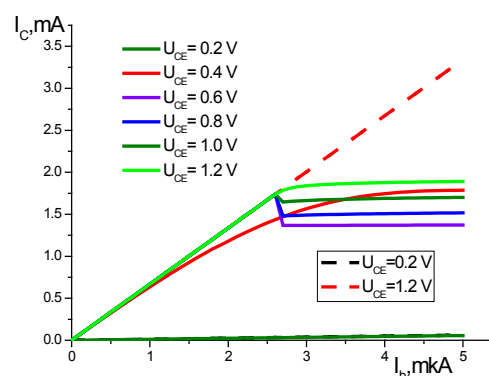


Рис. 2. Семейство входных ВАХ биполярного транзистора: (- - -) — без сверхрешетки; (—) — со сверхрешеткой в эмиттерном переходе

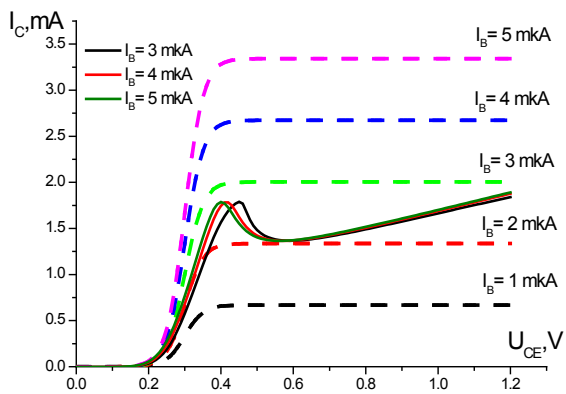


Рис. 3. Семейство выходных ВАХ биполярного транзистора: (- - -) — без сверхрешетки; (—) — со сверхрешеткой в эмиттерном переходе

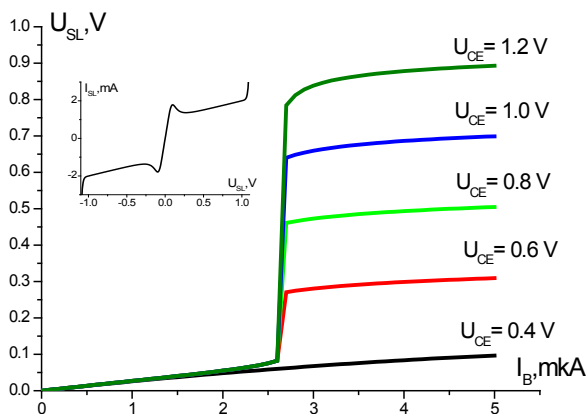


Рис. 4. Зависимость падения напряжения на сверхрешетке от тока базы при различных напряжениях U_{CE} . На вставке приведена ВАХ сверхрешетки

Особенности ВАХ исследуемой структуры обусловлены наличием сверхрешетки в эмиттерной цепи транзистора. Если ток базы (I_B) составляет менее 2,6 мкА, ток насыщения коллектора не превышает 2 мА.

Следовательно, ток эмиттера также менее 2 мА, сверхрешетка находится в низкоимпедансном состоянии, а транзистор работает в обычном режиме. При I_B свыше 2,6 мкА и напряжении коллектор-эмиттер свыше 0,4 В вольт-амперная характеристика сверхрешетки переходит в область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), что приводит к снижению эмиттерного и коллекторного токов транзистора. Дальнейший рост U_{CE} свыше 0,55 В переводит сверхрешетку в высокоимпедансное состояние. В результате выходные характеристики транзистора со сверхрешеткой не выходят на насыщение при I_B выше 2,6 мкА. Таким образом, наличие области ОДП позволяет использовать рассмотренную структуру не только для усиления, но и для генерации и умножения колебаний гипервысоких частот.

Финансирование

Работа профинансирована Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского (FSWR-2021-011).

Литература

1. Ю. Пожела. Физика быстродействующих транзисторов. Вильнюс: Моклас, 1989. 264 с.
2. W. Liu, W. Lour // J. Appl. Phys., V. 70, 485 (1991).
3. D. G. Pavelyev, A. P. Vasilev, V. A. Kozlov *et al.* // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, V. 8, 231 (2018).
4. С. В. Оболенский, С. В. Хазанова, О. Л. Голиков и др. // В кн.: Труды XV Российской конференции по физике полупроводников. Нижний Новгород, 2022, С. 367.

Фотолюминесценция ближнего инфракрасного и терагерцового диапазонов в волноводных структурах на основе GaAs

Н. Ю. Харин^{1,*}, А. Д. Петрук¹, М. Я. Винниченко¹, В. Ю. Паневин¹, В. В. Фёдоров², Д. А. Фирсов¹

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251

² Академический университет им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021

* harin.nyu@edu.spbstu.ru

В работе исследована спонтанная и стимулированная межзонная фотолюминесценция в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/Al_xGa_{1-x}As и легированных эпитаксиальных слоях *n*-GaAs. Проведен расчет параметров структуры с туннельно-связанными квантовыми ямами для создания оптимальных условий генерации терагерцового излучения при межподзонных переходах электронов. Получены спектры терагерцового излучения в эпитаксиальных слоях, связанного с примесными переходами электронов.

Введение

Данная работа посвящена исследованиям, направленным на создание эффективных источников терагерцового (ТГц) излучения на основе полупроводниковых микро- и наноструктур. Интенсивность ТГц-эмиссии, связанной с примесными [1] или с межподзонными переходами электронов в полупроводниковых структурах в условиях межзонной оптической накачки, определяется заселенностью конечных состояний. В обычных условиях их опустошение связано со спонтанной *e-h*-рекомбинацией. Скорость опустошения может быть существенно повышена при создании условий для генерации стимулированного межзонного излучения с участием этих же состояний. С целью изучения этого явления в настоящей работе исследуются спектры фотолюминесценции в двух типах полупроводниковых структур, содержащих легированные эпитаксиальные слои и туннельно-связанные квантовые ямы (ТСКЯ).

Исследуемые образцы

Использование ТСКЯ позволяет гибко управлять энергетической структурой электронных уровней для оптимизации условий генерации терагерцового излучения. В ходе работы был проведён расчёт зонной структуры ТСКЯ GaAs/Al_xGa_{1-x}As в модели Кейна, учитывающей непараболичность зон. Были определены параметры ТСКЯ, необходимые для достижения желаемого положения энергетических уровней и максимального значения матричного элемента оптического межподзонного перехода. По результатам расчётов был выбран оптимальный дизайн и выращена структура с волноводом для ближнего ИК-излучения, необходимого для эффективного опустошения основного уровня размерного квантования. Образцы содержали 10 периодов ТСКЯ, которые были сформированы слоями GaAs шириной 52 Å, разделенными барьерами Al_{0,1}Ga_{0,9}As шириной 42 Å. Для получения стимулированного излучения ближнего ИК-диапазона образцы изготавливались в геометрии высокодобротного т. н. «четырёхсколотого» резонатора полного внутреннего отражения с размерами 0,6×0,6 мм.

Вторым объектом исследования являлась микро-структура с объёмным эпитаксиальным слоем GaAs, легированным кремнием и встроенным в волновод для ближнего ИК-излучения. В таких структурах

опустошение конечного состояния для ТГц-переходов зона-донор может осуществляться за счет стимулированных переходов с основного примесного уровня в валентную зону. Использование объёмного слоя даёт возможность повысить интенсивность эмиссии за счёт увеличения объёма активной области по сравнению со структурами с легированными квантовыми ямами [2]. Для наблюдения стимулированного излучения, аналогично структурам с ТСКЯ, были изготовлены образцы в геометрии четырёхсколотого резонатора.

Полученные результаты

Для обоих образцов были проведены измерения спектров межзонной фотолюминесценции (ФЛ) при температуре $T = 4,2$ К.

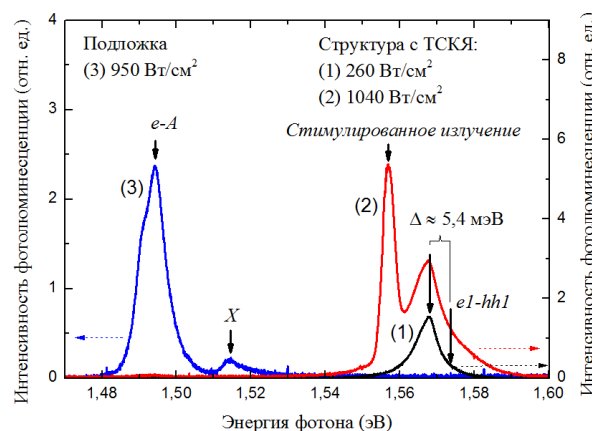


Рис. 1. Спектры ФЛ в ближнем ИК-диапазоне образца с ТСКЯ (1, 2) и подложки (3) при $T = 4,2$ К

Для образца с ТСКЯ на низкотемпературных спектрах ФЛ наблюдается широкая линия излучения (рис. 1), которая отличается от расчетного значения энергии основного межзонного перехода *e1-hh1* на 5,4 мэВ. Эффективная ширина основного состояния в туннельно-связанных квантовых ямах довольно большая, поэтому энергия связи свободного экситона не должна сильно отличаться от своего объемного значения 4,2 мэВ [3]. Таким образом, эта линия связана с излучательной рекомбинацией свободных экситонов. С ростом уровня оптической накачки на длинноволновом плече полосы спонтанного излучения наблюдается узкий пик высокой интенсивности,

которая имеет пороговый характер, что соответствует стимулированному излучению.

Для сравнения были получены спектры ФЛ подложки в тех же условиях эксперимента (см. рис. 1). В полученных спектрах присутствует пик излучения, связанного с излучательной рекомбинацией свободных экситонов (X), а также пик, связанный с наличием неконтролируемых акцепторных примесей, возникающих в процессе роста ($e-A$).

В спектрах ФЛ микроструктуры с легированным эпитаксиальным слоем (рис. 2) присутствуют широкие пики спонтанной ФЛ при энергиях, соответствующих переходам с участием примесных уровней. С увеличением мощности накачки на длинноволновом плече пика ФЛ, связанного с донорами, появляется узкая высокоинтенсивная линия стимулированного излучения. В спектре подложки, как и в случае образца с ТСКЯ, наблюдается пик ($e-A$), связанный с внедрением в процессе роста неконтролируемых акцепторных примесей, который присутствует и в спектре образца с эпитаксиальным слоем.

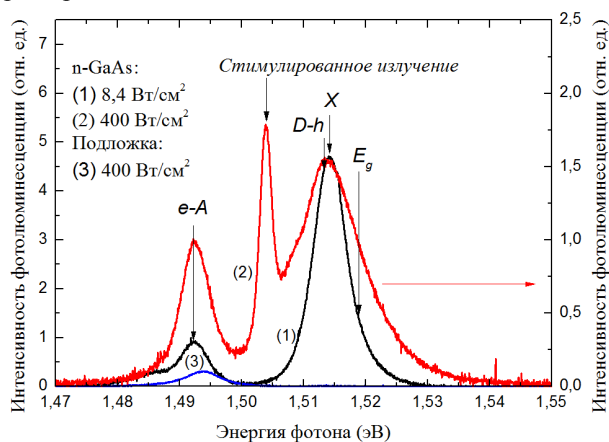


Рис. 2. Спектры ФЛ в ближнем ИК-диапазоне образца n -GaAs (1, 2) и подложки (3) при $T = 4,2$ К

В легированных микроструктурах n -GaAs было также получено терагерцовое излучение при оптической накачке, спектры которого отличаются для допорогового и постпорогового режимов генерации излучения ближнего ИК-диапазона. Для структуры с ТСКЯ на спектрах терагерцовой фотолуминесценции не удалось зарегистрировать особенностей, связанных с межподзонами переходами электронов. Изучение спектральных особенностей образца с ТСКЯ требует дополнительного исследования спектров фотопроводимости и поглощения.

Заключение

Получены спектры ближней ИК- и ТГц-фотолуминесценции в легированных слоях и структурах с ТСКЯ. Наличие стимулированного излучения ближнего ИК диапазона и спонтанного терагерцового излучения позволяет исследовать влияние опустошения основного состояния донора на характеристики терагерцового излучения в эпитаксиальных слоях n -GaAs.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 22-22-00105, <https://rscf.ru/project/22-22-00105/>.

Литература

1. S. Makhov, V. Yu. Panevin, D. A. Firsov *et al.* // Journal of Luminescence, **210**, 352 (2019).
2. S. Makhov, V. Yu. Panevin, A. N. Sofronov *et al.* // Superlattices Microstruct., **112**, 79 (2017).
3. S. B. Nam, D. C. Reynolds, C. W. Litton *et al.* // Phys. Rev. B, **13**, 761 (1976).

Гармоники электрического дипольного спинового резонанса в двойной квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием

Д. В. Хомицкий^{1,*}, Н. А. Запруднов¹, С. А. Студеникин²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Физический ф.-т, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

² Emerging Technologies Division, National Research Council of Canada, Ottawa, ON-K1A0R6, Canada

*khomitsky@phys.unn.ru

Исследованы гармоники электрического дипольного спинового резонанса в двойной квантовой точке, созданной на основе арсенида галлия с сильным спин-орбитальным взаимодействием и помещённой в постоянное магнитное и периодическое электрическое поле. С помощью численного моделирования динамики методом Флоке для параметров, отвечающих недавним экспериментам, исследован спиновый резонанс в пространстве параметров, включая магнитное поле и туннельную прозрачность барьера между точками. Обнаружено, что для генерации гармоник резонанса в отдельной точке важную роль играет туннелирование в соседнюю точку, что проявляется в усилении гармоник с ростом прозрачности барьера.

Введение

Электрический дипольный спиновый резонанс (ЭДСР) может использоваться для управления спином носителей заряда с помощью электрического поля в полупроводниковых структурах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) [1]. В этом режиме частота электрического поля ω ($\hbar = 1$) совпадает с энергией зеемановского расщепления спиновых уровней Δ_Z , обеспечивая эффективный переворот спина при наличии СОВ. В наших предыдущих работах экспериментально [2] и теоретически [3] были исследованы механизмы туннелирования и переворота спина в двойной квантовой точке на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, в которой носителями заряда выступают дырки. Было обнаружено существование нескольких режимов динамики в пространстве параметров системы, в том числе проявления интерференции Ландау — Зенера — Штюкельберга — Майораны [3, 4] при туннелировании и перевороте спина. Кроме того, в недавней работе [5] нами был рассмотрен режим относительно «медленной» эволюции по сравнению с периодом высокочастотного поля, когда переворот спина индуцировался на нескольких периодах поля. В данном докладе мы фокусируемся на протекании ЭДСР в зависимости от таких параметров системы, как величина магнитного поля, смещение минимумов потенциала соседних точек (detuning), а также прозрачность туннельного барьера между соседними квантовыми точками. Нашей целью является выяснение микроскопического механизма ЭДСР и путей эффективного увеличения скорости переворота спина, что может быть использовано в спиновых квантовых приборах. Обсуждается роль туннелирования в предварительных экспериментах по наблюдению гармоник ЭДСР, т. е. в условиях переворота спина не только при $\Delta_Z = \omega$, но и при более сильных магнитных полях, когда $\Delta_Z = k\omega$, вплоть до $k = 10$.

Модель и основные результаты

Гамильтониан имеет следующий вид [3, 5]:

$$H = H_{2QD} + H_Z + H_{SO} + V(x, t). \quad (1)$$

В (1) $H_{2QD} = p^2/2m + U(x)$ является гамильтонианом двойной квантовой точки с профилем потенциала

$U(x)$, которому отвечает туннельная проницаемость барьера (обратное время туннелирования) γ , слагаемое H_Z есть зеемановский вклад с расщеплением уровней Δ_Z в одной КТ, H_{SO} есть вклад СОВ, линейного по импульсу, а $V(x, t)$ описывает изменение профиля барьера путем стационарного опускания / поднятия дна правой КТ относительно левой КТ (detuning) с амплитудой U_d плюс нестационарной добавки к потенциалу, пропорциональной $V_{dr} \sin(\omega t)$, где V_{dr} и ω есть амплитуда и частота потенциала электрического поля. Следуя экспериментам [2], начальное состояние моделировали волновым пакетом, локализованным в правой КТ, спиновая часть которого отвечает равновероятным проекциям спина на ось Oz в слабом магнитном поле, переходящим в проекцию -1 в сильном магнитном поле. После расчёта динамики в рамках метода Флоке [3–5] мы строим двумерные карты для усреднённой по $N \gg 1$ периодам поля вероятности туннелирования P_L в левую КТ и спиновой проекции σ_z^R, σ_z^L в правой и левой КТ. На рис. 1 на плоскости параметров $\sigma_z^R = f(B_z, U_d)$ можно видеть как главную вертикальную линию ЭДСР $\Delta_Z = \omega$ (1), так и гармоники ЭДСР $\Delta_Z = k\omega$ (вертикальные линии (2)–(10)). Параметры моделирования близки к экспериментам [2]: высота барьера между КТ $U_0 = 4$ мэВ,

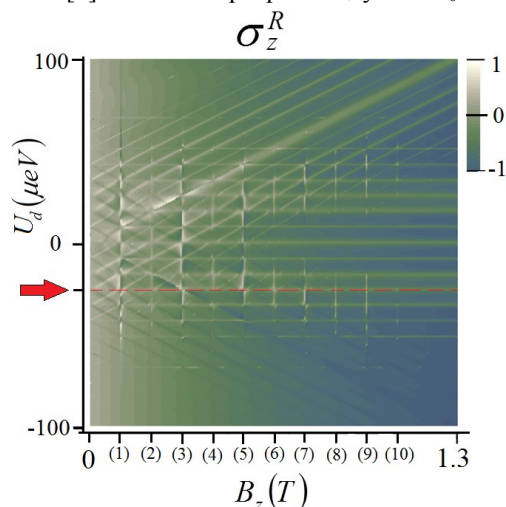


Рис. 1. Линия ЭДСР (1) и гармоники ЭДСР (вертикальные линии (2)–(10)) на плоскости параметров $\sigma_z^R = f(B_z, U_d)$. Стрелка и линия отвечают сечению $U_d = -25$ мкэВ для рис. 2

что отвечает прозрачности барьера $\gamma = 2.18$ мкэВ, расстояние между минимумами в КТ $2d = 116$ нм, амплитуда и частота периодического поля $V_{dr} = 30$ мкэВ и $\omega = 8.47$ мкэВ (линейная частота $f = 2.05$ ГГц). Магнитное поле изменяется от 0 до 1.3 Тл, амплитуда detuning $U_d = -100 \dots 100$ мкэВ. Сечение на рис. 1, отмеченное стрелкой, отвечает $U_d = -25$ мкэВ, для которого построен рис. 2.

Наличие гармоник ЭДСР, т. е. вертикальных линий на рис. 1, удовлетворяющих условию $\Delta_z = k\omega$, где k есть целое число, является отличительной чертой

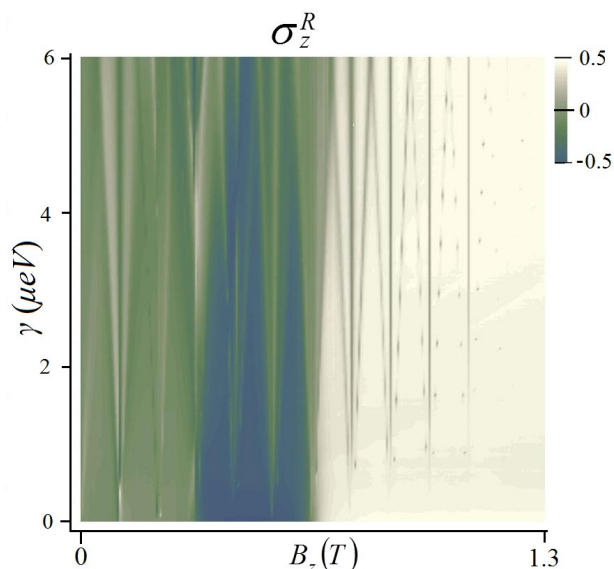


Рис. 2. Гармоники ЭДСР (вертикальные линии) на плоскости параметров $\sigma_z^R = f(B_z, \gamma)$ при $U_d = -25$ мкэВ. С ростом туннельной прозрачности барьера γ интенсивность и ширина гармоник увеличиваются

спинового резонанса в нашей системе, где при наличии туннелирования в динамике участвуют более чем два уровня. Роль туннелирования в соседнюю КТ для гармоник ЭДСР иллюстрируется на рис. 2, где показаны карты уровня функции $\sigma_z^R = f(B_z, \gamma)$ для фиксированного $U_d = -25$ мкэВ. Видно, что с ростом прозрачности барьера γ от 0 до 6 мкэВ интенсивность и ширина гармоник растут. Количественная, в том числе аналитическая оценка влияния туннелирования на гармоники ЭДСР является интересной задачей для будущих исследований. Представленные результаты позволяют прояснить роль туннелирования в повышении эффективности управления спином в режиме электрического дипольного спинового резонанса.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания FSWR-2023-0035.

Литература

1. E. I. Rashba and Al. L. Efros // *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 126405 (2003).
2. A. Bogan, S. Studenikin, M. Korkusinski *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **120**, 207701 (2018).
3. D. V. Khomitsky and S. A. Studenikin // *Phys. Rev. B*, **106**, 195414 (2022).
4. S. N. Shevchenko, S. Ashhab, and F. Nori // *Phys. Rep.*, **492**, 1 (2010).
5. Д. В. Хомицкий, Н. А. Запруднов // *ФТП*, **56**, вып. 10, с. 973 (2022).

Особенности гальваномагнитных явлений в структурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным энергетическим спектром

С. Н. Чмырь¹, А. С. Казаков¹, А. В. Галеева¹, А. И. Артамкин¹, Д. Е. Долженко¹, А. А. Корнилов¹, Г. Е. Горюнов¹, С. Д. Антипов¹, Н. Н. Михайлов², С. А. Дворецкий², М. И. Банников³, Л. И. Рябова¹, Д. Р. Хохлов^{1,3,*}

¹ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991

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

³ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

* khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе обнаружены особенности гальваномагнитных характеристик структур на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, находящихся в топологической фазе. В частности, установлено, что на температурной зависимости сопротивления наблюдаются два активационных участка с энергиями активации порядка единиц миллиэлектронвольт. Показано, что энергии активации увеличиваются с ростом магнитного поля. В работе представлены возможные механизмы, приводящие к появлению вышеуказанных эффектов, а также связь этих механизмов с необычной терагерцовой фотопроводимостью, наблюдающейся в рассматриваемых структурах.

Введение

Ранее в гетероструктурах на основе толстых пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x < 0.16$, в которых реализуется инверсный электронный спектр, был обнаружен ряд нетривиальных фотоэлектрических эффектов под воздействием терагерцового излучения. Прежде всего, в таких структурах была обнаружена положительная фотопроводимость под воздействием импульсов лазерного терагерцового излучения при температуре $T = 4.2$ К. Кроме того, оказалось, что характер фотопроводимости существенно модифицируется при приложении магнитного поля B . Эксперименты проводились в геометрии Фарадея. Оказалось, что амплитуда положительной фотопроводимости имеет максимум в поле $B \sim (0.07-0.1)$ Тл, а при больших значениях B она резко падает и перестает наблюдаться в поле более ~ 0.3 Тл [1, 2].

Возникает вопрос — связана ли наблюдаемая особенность фотопроводимости с какими-либо характерными изменениями электронного энергетического спектра исследуемых структур в столь слабых магнитных полях. С этой целью были проведены исследования гальваномагнитных характеристик образцов, фотоэлектрические характеристики которых были изучены ранее.

Методика эксперимента

Исследованные образцы $\text{Hg}_{0.13}\text{Cd}_{0.87}\text{Te}$ были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs в направлении (013) с последовательными слоями: буферные слои ZnTe, CdTe, широкозонный полупроводник $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, рабочий слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной $\sim 4-5$ мкм и верхний покровный слой — широкозонный $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$. Варизонный буферный слой $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$, а также покровный слой имели содержание теллурида кадмия u , соответствующее тривиальной фазе.

Холловский мостик с поперечными размерами 5×0.5 мм был изготовлен с помощью фотолитографии. Токовый и потенциальный контакты припаивались индием. Все измерения сопротивления проводились с использованием 4-зондового метода.

В работе были проведены измерения температурных зависимостей удельного сопротивления ρ в диапазоне температур 4.2–300 К в различных магнитных полях.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления пленки в различных магнитных полях. Обращают на себя внимание несколько особенностей этих зависимостей.

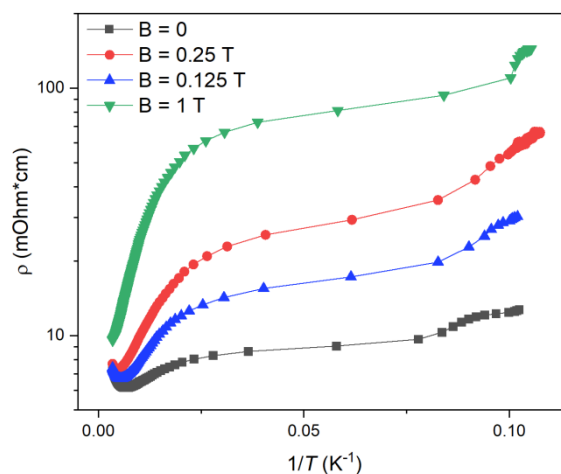


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления пленки в различных магнитных полях

Прежде всего, в нулевом магнитном поле на зависимости наблюдается минимум при температуре около 100 К. С увеличением поля до 0.25 Тл минимум сдвигается в область более высоких температур, и в поле 1 Тл перестает наблюдаться вплоть до 300 К.

При температурах несколько ниже точки минимума температурная зависимость сопротивления становится активационной. Энергия активации составляет всего 1.8 мэВ в нулевом поле и возрастает практически линейно с полем со скоростью около 10 мэВ/Тл.

При дальнейшем понижении температуры следует достаточно протяженный участок слабого роста

сопротивления, который при определенной температуре T_0 сменяется резким, близким к активационному, повторным ростом сопротивления. Соответствующая энергия активации составляет 1.3 мэВ в нулевом поле и увеличивается до 8.8 мэВ в поле 1 Тл. Следует обратить внимание, что температура T_0 падает с увеличением магнитного поля. В области самых низких температур в нулевом поле и в поле 1 Тл наблюдается тенденция к насыщению сопротивления.

Обсуждение результатов

Обсудим возможное происхождение наблюдаемых процессов активации. Минимум на зависимости $\rho(T)$ является характерной чертой бесщелевых полупроводников $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Его происхождение следующее. Для идеального бесщелевого полупроводника энергия Ферми E_F расположена в точке касания зон тяжелых дырок и легких электронов при $T = 0$. По мере повышения температуры E_F смещается вверх по энергии, обеспечивая вырожденную статистику электронов. Концентрация свободных электронов растет пропорционально $T^{3/2}$, поэтому сначала удельное сопротивление падает с ростом T . Однако при более высоких температурах щель между легкой дырочной и электронной зонами уменьшается, и при определенной температуре T^* они меняют свое взаимное положение по энергии, обеспечивая появление тривиальной фазы при $T > T^*$. Считается, что этому переходу соответствует минимум на зависимости $\rho(T)$.

При температурах ниже T^* наблюдаются два различных процесса активации на зависимости $\rho(T)$. Энергия активации, соответствующая низкотемпера-

турной активации, скорее всего, обусловлена термоактивированными переходами из зоны тяжелых дырок на уровень Ферми, которые наблюдались бы при нулевой температуре из-за остаточных примесей. Действительно, низкотемпературная энергия активации близка к энергии Ферми электрона. Происхождение процесса высокотемпературной активации не столь ясно. Расчетное энергетическое расстояние между легкими дырками и электронами для данного состава сплава составляет ~ 68 мэВ, что значительно превышает энергию активации 1.6 мэВ для этого процесса. С другой стороны, в [1, 2] было высказано предположение, что исследуемые структуры обладают обогащенным слоем на границе раздела тривиальный буфер — топологическая пленка. Среднее энергетическое расстояние между краем зоны проводимости и уровнем Ферми, рассчитанное для этого слоя, должно быть несколько больше, чем для объема пленки. Поэтому возможно, что высокотемпературная активационная часть температурной зависимости удельного сопротивления соответствует вкладу этого обогащенного слоя в проводимость образца.

Финансирование

Исследования, проведенные в настоящей работе, поддержаны грантом РФФИ №19-12-00034.

Литература

1. A. V. Galeeva, A. S. Kazakov, A. I. Artamkin *et al.* // Scientific Reports. V. 10, 2377 (2020).
2. A. S. Kazakov, A. V. Galeeva, A. I. Artamkin *et al.* // Scientific Reports. V. 11, (2021).

Двойные доноры в кремнии как потенциальная активная среда в терагерцовом диапазоне

Р. Х. Жукавин*, В. В. Цыпленков, К. А. Ковалевский, В. Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087
* zhur@ipmras.ru

Представлены результаты рассмотрения кремния, легированного нейтральными гелиеподобными донорами магния, в качестве активной среды в терагерцовом диапазоне частот. Инверсионный механизм в Si:Mg при оптическом возбуждении не обладает необходимой эффективностью ввиду наличия быстрых релаксационных процессов. Напротив, механизм вынужденного комбинационного рассеяния обладает меньшей чувствительностью к временам релаксации и позволяет получать перестройку спектра генерации. Важным отличием двойных доноров оказывается наличие двух стоксовых сдвигов в системе, что позволяет существенно расширить диапазон излучаемых частот. Расчеты показали возможность получения ВКР при перестройке кванта возбуждения в диапазоне 95–105 мэВ (23–25.5 ТГц), что позволит получить ВКР в полосе частот 6–13 мэВ и 26–33 мэВ (1.5–3 ТГц и 6.5–8 ТГц).

Введение

Необходимость развития источников стимулированного излучения в терагерцовом диапазоне частот обусловлено важностью данного диапазона для диагностики различных объектов, в том числе, биологических. В этой связи особый интерес представляют примесные центры в полупроводниках, так как энергии примесных переходов соответствуют указанному спектру. Кроме доноров в таких материалах как германий и кремний интересны с точки зрения создания новых квантовых устройств, и наличие лазерных систем в диапазоне донорных переходов позволило бы получить инструмент для манипуляции орбитальными состояниями. На данном этапе получена лазерная генерация при оптическом возбуждении доноров пятой группы в кремнии [1]. Несмотря на заметные отличия в энергии залегания различных доноров (сурьма — 43 мэВ, висмут — 71 мэВ), разница в энергиях рабочих переходов практически отсутствует ввиду того, что энергии возбужденных состояний в полупроводниках практически не зависят от химической природы примеси. Одноосная деформация не приводит к значительной перестройке спектра стимулированного излучения, так как не влияет на энергию связи возбужденных уровней относительно соответствующих долин зоны проводимости. Напротив, использование эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света показало возможность перестройки частоты излучения в достаточно широких пределах, которые были впоследствии расширены с помощью одноосной деформации кристалла [2].

Сечение ВКР в Si:Mg при внутрицентровом возбуждении

В донорах пятой группы эффект ВКР развивается на переходе $1s(A_1)-1s(E)$, что объясняется соответствующей четностью указанных состояний (рис. 1). Эффект реализуется для квантов возбуждения, лежащих в диапазоне энергий переходов $1s(A_1)-2p_0$ и $1s(A_1)-2p_{\pm}$, обладающих максимальными матричными элементами. Для гелиеподобных доноров уровень $2s(A_1)$ ввиду «химического» сдвига лежит глубже уровня $2p_0$, что открывает возможность для второй полосы генерации. Сечение ВКР описывалось в рамках второго порядка теории возмущений, рамановская сумма была

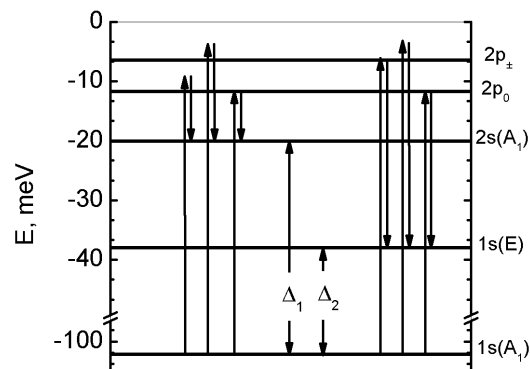


Рис. 1. Схема уровней энергии и переходы, ответственные за эффект ВКР в гелиеподобном доноре. Двухнаправленными стрелками обозначены энергии стоксовых сдвигов. Вертикальными стрелками показаны примеры резонансного и нерезонансного возбуждения (стрелки, направленные вверх, — возбуждение, вниз — кванты ВКР)

ограничена четырнадцатью слагаемыми, соответствующими электродипольным переходам с заметными значениями матричных элементов. Распад электронных состояний с излучением фононов учитывался добавлением к энергии состояния мнимой части, соответствующей скорости релаксации, неоднородное уширение примесных линий — вещественной части, по которой впоследствии производилось усреднение. Считается, что эта добавка является случайной величиной с гауссовым распределением. Скорости релаксации всех рассматриваемых в рамановской сумме состояний принимались за величину равную 0.1 мэВ, что близко к теоретическим оценкам [3] и экспериментальным данным по временам релаксации [4]. Сечение ВКР дается формулой

$$\sigma_{\delta} = 4\pi^2 |M|^2 \frac{\omega'}{c\hbar^3} \frac{I_{\omega}}{\Gamma}, \quad (1)$$

$$M = \sum_m \frac{d_{2m}^* d_{m1}}{\omega_{m1} + i\delta_m + \delta - \omega} + \frac{d_{2m} d_{m1}^*}{\omega_{m1} + i(\delta_m - \delta') + \delta + \omega'}, \quad (2)$$

где I_{ω} — интенсивность излучения возбуждения ($n = V \frac{I_{\omega}}{h\omega c}$), d_{m2}, d_{m1} — матричные элементы электродипольных переходов, ω — частота излучения возбуждения, ω' — частота стоксова излучения, ω_{m1} — частота перехода из основного состояния в состояние

m , Γ — полуширина линии стоксова перехода, δ_m — ширина уровня m , определяемая временем жизни состояния m , либо длительностью импульса возбуждения, δ' — ширина верхнего уровня перехода, определяемая временем жизни этого состояния либо длительностью импульса возбуждения, δ — разброс энергий основного состояния, подчиняющийся нормальному закону распределения.

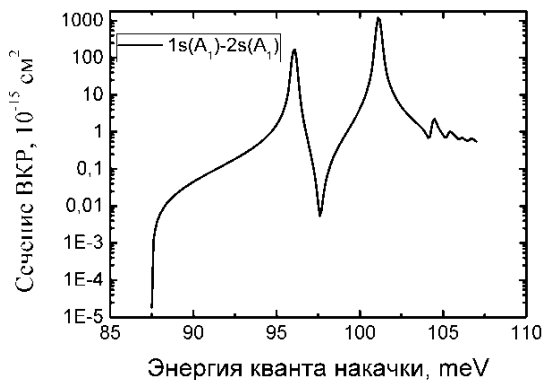


Рис. 2. Зависимость сечения ВКР на переходе $1s(A_1)-2s(A_1)$ от энергии кванта возбуждения при $\delta = \delta' = \delta_m = 0.1$ мэВ, $\Gamma = 0.2$ мэВ, $I = 0.2$ МВт/см². Энергия кванта ВКР $\hbar\omega' = \hbar\omega - 87.5$ (мэВ)

Результаты расчетов спектра возбуждения ВКР для переходов $1s(A_1) - 2s(A_1)$ и $1s(A_1) - 1s(E)$ показаны на рис. 2, 3. Согласно полученным результатам, сечения в резонансах могут достигать существенных значений, особенно вблизи резонансов с линиями поглощения.

Как было продемонстрировано для доноров пятой группы [1], эффект ВКР можно получить и вне резонансов с уровнями $2p_0$ и $2p_{\pm}$. Различие в выходной интенсивности для резонансного и нерезонансного

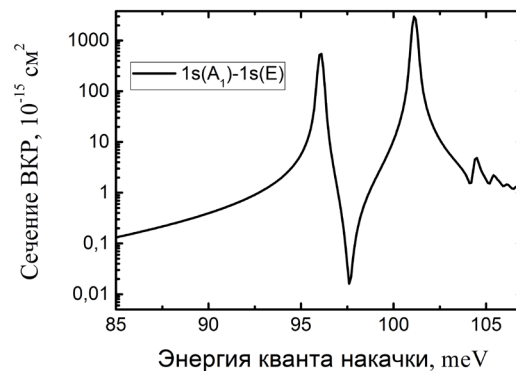


Рис. 3. Зависимость сечения ВКР на переходе $1s(A_1)-1s(E)$ от энергии кванта возбуждения при $\delta = \delta' = \delta_m = 0.1$ мэВ, $\Gamma = 0.2$ мэВ, $I = 0.2$ МВт/см². Энергия кванта ВКР $\hbar\omega' = \hbar\omega - 67.5$ (мэВ)

случаев зависит, в частности, от величины времени релаксации конечного электронного уровня в процессе ВКР. Как правило, концентрацию магния в кремнии удастся довести до величин не менее 10^{15} см⁻³, поэтому при характерных потерях в кристалле кремния в терагерцовой области спектра не более 0.1 см⁻¹, можно надеяться на получение искомого эффекта в условиях криогенных температур, при которых доноры не будут ионизованы.

Литература

1. S. G. Pavlov, R. Kh. Zhukavin, V. N. Shastin et al. // *Phys Stat. Sol. (b)*, 250, 9 (2013).
2. Р. Х. Жукавин, К. А. Ковалевский, С. Г. Павлов и др. // *ФТП*, 54, 816 (2020).
3. S. G. Pavlov, L. M. Portsel, V. B. Shuman et al. // *Phys. Rev. Mat.*, 5, 114607 (2021).
4. N. Dessmann, S. G. Pavlov, A. Pohl et al. // *Phys. Rev. B*, 106(19), 195205 (2022).

Оптическое возбуждение спин-триплетных состояний двухэлектронных доноров в кремнии

В. В. Цыпленков*, Р. Х. Жукавин, В. Н. Шастин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087
*Tsyplenkov1@yandex.ru

В настоящей работе предлагается способ резонансного оптического возбуждения ортосостояний двухэлектронных доноров в кремнии, которые при слабой спин-орбитальной связи крайне подавлены. Возбуждение предлагается осуществлять, используя точки антипересечения орто- и парасостояний в условиях одноосного сжатия кристалла, в которых состояние нельзя однозначно отнести ни к одной группе состояний с определенным спином, вследствие чего оптический переход становится разрешенным. Структура энергетических уровней двухэлектронных примесей такова, что возбуждения такого состояния практически однозначно ведет к заселению нижележащего состояния орто-типа, которое, как ожидается, является сильно долгоживущим в случае слабой спин-орбитальной связи. В настоящей работе проводятся теоретические оценки сечений оптических переходов в окрестности точки антипересечения уровней в зависимости от деформации для случая относительно сильной (Se) и слабой спин-орбитальной связи (S).

Введение

Нейтральные двухэлектронные донорные центры в кремнии (Mg и доноры VI группы) имеют две группы состояний (спин-синглетные (пара-) и спин-триплетные (ортосостояния)), которые в отсутствие спин-орбитального взаимодействия оптически не связаны друг с другом. Это позволяет рассматривать их как удобную основу для создания кубитов, которые в отличие от предложений использования в качестве кубита однократно ионизированных доноров VI группы [1] имеют большой энергетический зазор между уровнями, что, возможно, будет иметь положительное влияние на температурную устойчивость потенциального кубита.

При слабой спин-орбитальной связи или ее отсутствии (доноры S и Mg) контролируемое оптическое возбуждение состояний ортогруппы крайне затруднено, а резонансное возбуждение невозможно. В донорах с сильной спин-орбитальной связью (Se, Te) возможно прямое резонансное возбуждение, но обратной стороной этого является маленькое время жизни возбуждаемого ортосостояния. Возбуждение через ионизацию доноров с последующим захватом электрона другим донорным центром приводит к случайному образованию в некотором количестве доноров, находящихся в ортосостояниях. Однако такой способ является неконтролируемым, и невозможность направленно возбуждать ортосостояния не позволяет осуществлять управление потенциальным кубитом.

В настоящей работе предлагается способ нерезонансного, но контролируемого оптического возбуждения, теоретически позволяющего возбуждать центры в ортосостоянии с вероятностью практически 100%. Суть способа состоит в использовании точки антипересечения спин-триплетных ${}^31s(T_2)$ и спин-синглетных ${}^11s(T_2)$ уровней в одноосно деформированном кристалле кремния, в которой даже при незначительной спин-орбитальной связи спин не является определенным (гибридное состояние), и оптические переходы возможны. Ниже по энергии лежит лишь отщепленная деформацией одна из компонент ${}^31s(T_2)$, не замешанная спин-орбитальным взаимодействием с парасостоянием, и релаксационный переход в него обеспечивает возбуждение донора

в спин-триплетное состояние. Таким образом, возбуждая примесь из основного состояния со спином равным нулю ($S = 0$), например, оптическим Р-импульсом в $1s$ -состояние в окрестности точки антипересечения, последующим релаксационным процессом обеспечивается заселение состояния с $S = 1$. Вероятность перехода в другое состояние при этом очень мала. Следует отметить, что сила спин-орбитальной связи при таком способе возбуждения влияет только на величину диапазона деформаций, при котором возможны переходы в гибридное состояние. И этот диапазон при малой силе спин-орбитальной связи может быть очень мал, но неоднородность деформации снижает требования к точности величины прикладываемого давления и всегда обеспечит какой-то процент таких переходов.

Теоретическая часть

Построение волновой функции в точке антипересечения $1s(T_2)$ пара- и ортосостояний в условиях деформации и спин-орбитального взаимодействия осуществлялось с использованием экспериментально измеренных параметров спин-орбитальной связи для различных доноров [2, 3], а также известного факта, что спин-орбитальное взаимодействие связывает лишь два уровня с одинаковой симметрией расщепленного $1s(T_2)$ состояния. Последнее позволило ограничиться матрицей возмущения (спин-орбитальное взаимодействие) размерности 2×2 . Диагонализация матрицы дает спектр состояний и волновые функции антипересекающихся уровней. Использованы оценки матричных элементов оператора спин-орбитального взаимодействия из работ [2, 3].

На рис. 1 показана рассчитанная схема уровней двухэлектронных центров в Si, расщепленных обменным и спин-орбитальным взаимодействием.

Проведена оценка сечения оптического перехода в антипересекающиеся уровни (отмечены черным цветом) из основного состояния донора для доноров S и Se с опорой на экспериментально известные сечения перехода в спин-синглетный уровень ${}^11s(T_2)$ при нулевой деформации и величину спин-орбитальной связи [2, 3]. Для нейтральных доноров S из-за слабой спин-орбитальной связи экспериментально переходы в уровень ${}^31s(T_2)$ не наблюдаются. Однако наблю-

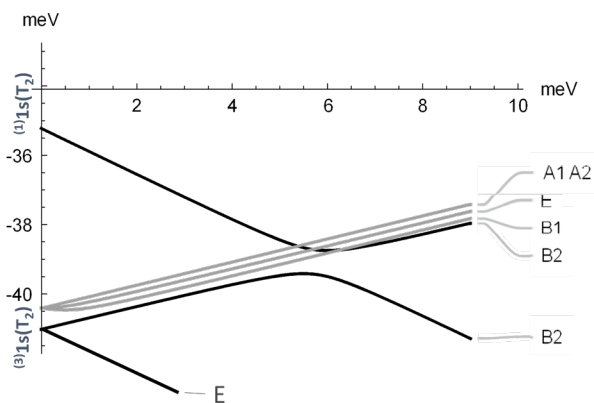


Рис. 1. Уровни $1s(T_2)$ состояния доноров Se в Si в зависимости от междолинного расщепления, вызванного деформацией вдоль оси $\{100\}$. Буквы справа показывают симметрию состояния

дается спин-орбитальное расщепление уровня $1s(T_2)$ в однократно ионизованном доноре [4]. Считая, что отношение спин-орбитальных расщеплений в ионизованных и нейтральных донорах S и Se одинаково, мы сделали оценку спин-орбитальной связи в донорах S, которая составляет величину порядка 0.076 мэВ.

На рис. 2 представлены рассчитанные сечения переходов в обе компоненты антипересекающихся уровней в зависимости от междолинного расщепления, вызванного деформацией вдоль оси $[100]$ для доноров S (сверху) и Se (снизу).

Результат вычислений в данной модели показывает, что оптическое возбуждение ортосостояний возможно лишь в случае, когда поляризация излучения накачки направлена вдоль оси деформации.

Такая методика позволяет также осуществлять спектроскопию ортосостояний в случае малой спин-орбитальной связи, когда расщепление в точке антипересечения меньше разрешения прибора.

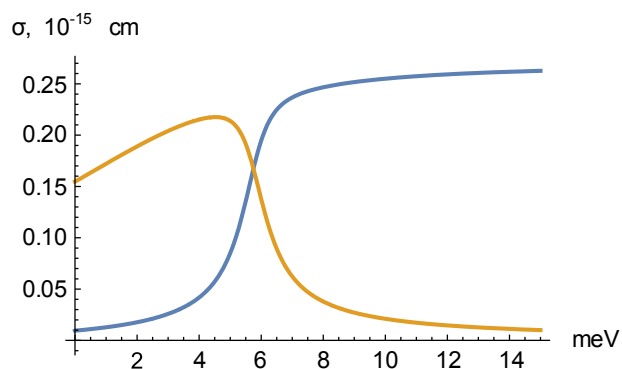
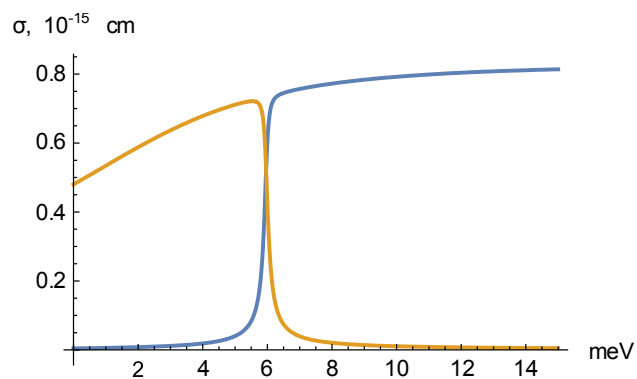


Рис. 2. Сечения переходов в обе компоненты антипересекающихся уровней с симметрией B_2 в зависимости от междолинного расщепления, вызванного деформацией вдоль оси $[100]$, для доноров S и Se

Литература

1. K. J. Morse *et al.* // Science advances, **3**, e1700930 (2017).
2. K. Bergman *et al.* // Phys. Rev. Let., **56**, 2827 (1986).
3. K. Bergman *et al.* // Phys. Rev. B, **37**, 10738 (1988).
4. M. Steger *et al.* // Phys. Rev. B, **80**, 115204 (2009).

Влияние вертикального электрического поля на прямые и межслойные экситоны в гетероструктурах $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$

А. В. Черненко*, А. С. Бричкин, Г. М. Голышков

Институт физики твердого тела РАН, ул. Ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
*chemenko@yandex.ru

Исследована фотолюминесценция гетероструктур $\text{hBN-WSe}_2\text{-MoSe}_2\text{-hBN}$ в широком диапазоне температур 10–295 К при приложении вертикального электрического поля и нерезонансном лазерном возбуждении. В спектрах фотолюминесценции наблюдаются прямые и межслойные нейтральные и заряженные экситоны. Исследованы их штарковские сдвиги, зависимость от температуры, плотности мощности накачки. Линии прямых экситонов демонстрируют квадратичный по электрическому полю сдвиг, в то время как не прямые линейный, что вызвано их ненулевым дипольным моментом. Определены величины соответствующих коэффициентов пропорциональности между напряженностью поля F и энергетическим сдвигом линий фотолюминесценции. Исследована зависимость этих коэффициентов от температуры и плотности накачки.

Введение

Межслойные (непрямые) экситоны в Ван-дер-Ваальсовых материалах привлекают внимание исследователей из-за достаточно длительного времени жизни, позволяющего газу экситонов термализоваться. Это открывает путь к исследованию двумерного экситонного газа высокой плотности в условиях квантового вырождения.

Гетероструктуры на основе двойных монослоев $\text{WSe}_2/\text{MoSe}_2$, представляющие собой квантовые ямы II типа, удобны для изучения свойств непрямых нейтральных и заряженных экситонов [1]. В этих структурах монослой MoSe_2 является потенциальной ямой для электронов, монослой WSe_2 для дырок.

Приложение вертикального электрического поля к таким структурам позволяет эффективно воздействовать на электронную и экситонную системы, изменяя плотность свободных зарядов в монослоях, их распределение, энергию связи экситонов, их дипольные моменты.

Методика эксперимента

Схема структуры, представляющей собой двойную квантовую яму с контактами для приложения вертикального электрического поля, приведена на рис. 1, а. Монослои WSe_2 и MoSe_2 помещены между слоями гексагонального нитрида бора hBN , которые, в свою очередь, помещены между нижним слоем графита и верхним слоем графена, выполняющих роль обкладок плоского конденсатора, к которым приложена разность потенциалов V_g . Все образцы изготовлены методом механической эксфолиации и последовательного переноса слоев на подложку SiO_2/Si (рис. 1, б). Электрические контакты Au (30 нм)/ Cr (3 нм) к слоям графита (графена) изготовлены термическим напылением.

Для измерения фотолюминесценции (ФЛ) образцы возбуждались одноимодовым лазером с $\lambda = 532$ нм. Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром 2–6 мкм. Для измерения ФЛ образцы помещались в проточный криостат.

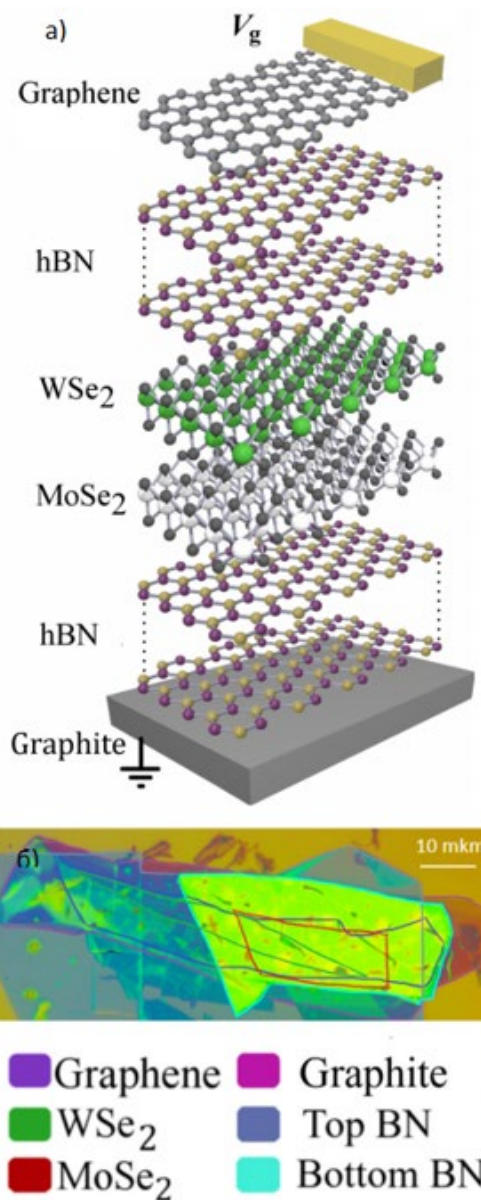


Рис. 1. Схема образца с контактами (а), и фото одного из исследованных образцов (до литографии) (б); цветом выделены контуры разных слоёв гетероструктуры

Результаты

Линии ФЛ прямых экситонов (DX) и трионов (DT) из монослоя MoSe_2 шириной (FWHM) 5–8 мэВ хорошо разрешимы в спектре гетероструктур при гелиевых температурах (рис. 2) При температурах выше 100 К линия триона DT пропадает из спектра, в то время как линия экситона DX наблюдается вплоть до комнатной температуры. Линии ФЛ прямых экситонов из монослоев WSe_2 , наоборот, не видны при гелиевых температурах, но наблюдаются в спектре в диапазоне температур 77–295 К.

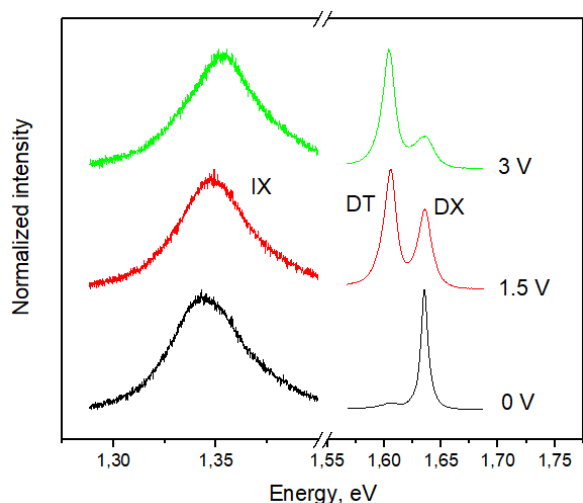


Рис. 2. Спектры ФЛ прямых экситонов (DX) и трионов (DT) из монослоя MoSe_2 и непрямого межслойного экситона (IX) при $T = 10$ К и плотности мощности накачки $W \approx 10^3$ Вт/см² и разных значениях V_g

Различие в поведении линий ФЛ в монослоях MoSe_2 и WSe_2 связано с тем, что основным состоянием экситона в MoSe_2 является оптически активный «светлый» экситон, в то время как в WSe_2 это оптически неактивный, «темный» экситон.

Линия ФЛ межслойного экситона существенно шире линий прямого экситона и для разных образцов её ширина лежит в диапазоне 15–100 мэВ. Её интенсивность в несколько десятков раз меньше интенсивности линии ФЛ прямого экситона. Малое расстояние ~100 нм между обкладками конденсатора позволяет прикладывать поля в несколько сотен кВ/см при разности потенциалов в несколько вольт.

Поведение спектров ФЛ прямых и непрямых экситонов указывает на достаточно высокую, вплоть до $n \approx 10^{12}$ см⁻², остаточную плотность электронов в структурах при низких температурах и нулевом поле.

Ненулевой дипольный момент непрямых экситонов приводит к существенному фиолетовому сдвигу линий ФЛ вплоть до 30 мэВ при изменении плотности накачки от 0 до $\approx 10^4$ Вт/см² при $T = 10$ К.

Вертикальное электрическое поле существенно влияет на спектры ФЛ исследованных структур. Прямые экситоны и трионы демонстрируют квадратичный по полю штарковский сдвиг $\Delta E = 1/2\alpha F^2$, где F — приложенное электрическое поле. Коэффициент $\alpha = 2.5 \pm 0.5 \cdot 10^{-4}$ мэВ см²/кВ² при $T = 10$ К.

В отдельных случаях линия ФЛ непрямого экситона имеет «двугорбую» структуру, появление второго «горба» естественно связать с ФЛ непрямого триона.

В отличие от прямого, непрямого экситон и трион демонстрируют линейный по полю F сдвиг $\Delta E = \beta F$, где коэффициент $\beta = 0.12 \pm 0.04$ мэВ см/кВ.

Финансирование

Работа была выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН.

Литература

1. Y. Jiang, S. Chen, W. Zheng et al. // Light Sci. Appl. 10, 72 (2021).

Влияние электрического поля на экситоны в квантовой яме при дополнительном оптическом возбуждении

М. А. Чукеев*, И. В. Игнатъев

Лаборатория оптики спина Санкт-Петербургского государственного университета, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504
*maxchukeev@gmail.com

Исследованы спектры отражения гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной 30 нм при дополнительном оптическом возбуждении во внешнем электрическом поле. Изучено влияние электрического поля на сдвиг резонансов легких и тяжелых экситонов при возбуждении в различные энергетические зоны. Обнаружен эффект диполь-дипольного взаимодействия экситонов, компенсирующего эффект Штарка при возбуждении в основное экситонное состояние КЯ. Обнаружено влияние носителей заряда, рожденных в буферном слое GaAs, на экситоны в КЯ.

Оптической восприимчивостью полупроводниковых наноструктур с экситонными резонансами можно управлять электрическим полем, поляризуя экситоны. Поляризованные экситоны взаимодействуют как диполи, поэтому электрическое поле позволяет управлять их взаимодействием и, тем самым, резонансной оптической нелинейностью [1].

Методика эксперимента

В данной работе исследованы спектры отражения гетероструктуры GaAs/AlGaAs (15% Al) с одиночной КЯ GaAs шириной 30 нм при температуре $T = 10$ К. Гетероструктура выращена методом молекулярной пучковой эпитаксии на n -легированной подложке GaAs. Электрическое поле прикладывалось вдоль ростовой оси образца. Одним из контактов являлась подложка GaAs, вторым — оксид индия и олова, нанесенный на поверхность образца. Для исследования экситон-экситонного взаимодействия была использована дополнительная оптическая накачка в разные энергетические зоны.

Результаты и обсуждение

На рис. 1, *a* представлен спектр отражения в нулевом поле при дополнительном возбуждении ниже экситонных резонансов в КЯ. Эксперимент показал, что спектр отражения не чувствителен к такому возбуждению. В спектре отражения наблюдаются три экситонных резонанса, соответствующих экситонным состояниям в КЯ с тяжелой (Xhh1) и легкой (Xlh1) дырками, и возбужденному состоянию с тяжелой дыркой (Xhh2).

На рис. 1, *b* представлена двумерная карта спектров отражения образца в электрическом поле с дополнительной лазерной накачкой. Отрицательное напряжение соответствует приложению отрицательного потенциала к поверхности образца. Как видно из рисунка, для всех экситонных резонансов с ростом напряжения наблюдается уширение линий и сдвиг экситонных резонансов в сторону низких энергий. Сдвиг обусловлен хорошо известным эффектом Штарка для экситонов. Для возбужденного экситонного состояния Xhh2, помимо описанных выше эффектов, видно изменение фазы резонанса с ростом напряжения. Этот эффект объясняется смещением

центра массы экситона к границе КЯ с ростом напряженности электрического поля.

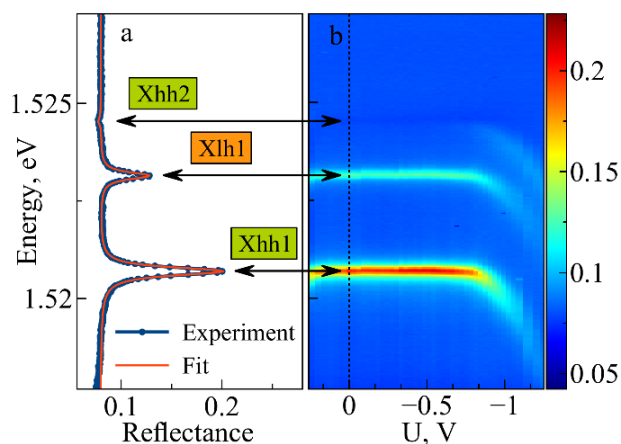


Рис. 1. Спектр отражения с дополнительной резонансной лазерной накачкой ($P = 30$ мкВт) в буферный слой GaAs (*a*); голубая линия с точками — экспериментальные данные, красная кривая — подгонка в рамках модели диэлектрического отклика [2, 3]. Справа (*b*) — двумерная карта спектров отражения с дополнительной лазерной накачкой, при изменении величины прикладываемого напряжения

Более детальный анализ поведения сдвигов экситонных резонансов с дополнительным оптическим возбуждением в различные энергетические уровни представлен на рис. 2. На рис. 2, *a* показан сдвиг резонанса Xhh1. Видно, что в отсутствие возбуждения положение этого резонанса не зависит от напряжения. Дополнительное оптическое возбуждение приводит к возникновению сдвига экситонного резонанса. В случае возбуждения в состояние Xhh1 этот сдвиг много меньше, чем при возбуждении в буферный слой GaAs. Более того, сдвиг практически не меняется при напряжении $|U| > 1$ В. На рис. 2, *b* и *c* представлены сдвиги резонансов Xlh1 и Xhh2 соответственно. Для каждого экситонного резонанса наблюдаются похожие явления с некоторой количественной разницей. Максимальный сдвиг резонансов Xhh1, Xlh1, Xhh2 для случая возбуждения в Xhh1 составляет 0.65, 0.45 и 0.4 мэВ соответственно. При возбуждении в буферный слой GaAs максимальный сдвиг составил 2.6, 2.4 и 1.3 мэВ для резонансов Xhh1, Xlh1 и Xhh2 соответственно.

Сдвиг экситонных резонансов в принципе может быть вызван двумя основными причинами. Во-первых, приложенное электрическое поле искажает профиль потенциала квантовой ямы, что приводит к поляризации экситона и его штарковскому сдвигу в красную область. В отсутствие дополнительного возбуждения искажение профиля потенциала КЯ оказывается незначительным в изученном диапазоне напряжений, что подтверждается микроскопическим расчетом [5].

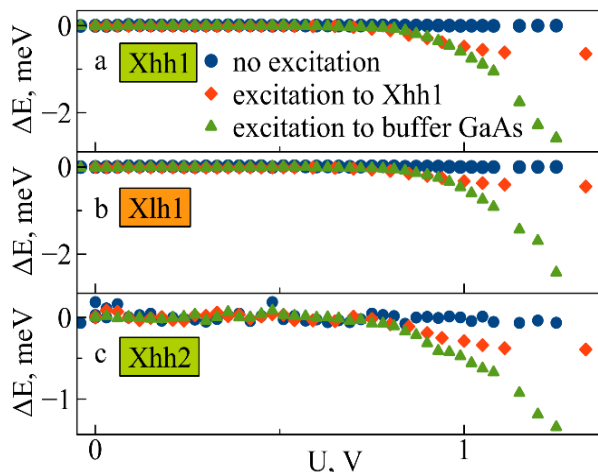


Рис. 2. Зависимость энергетического сдвига резонансов Xhh1 (a), Xlh1 (b), Xhh2 (c) от напряжения без дополнительного возбуждения (синие точки), с возбуждением в Xhh1 (красные ромбы) и в буферный слой GaAs (зеленые треугольники)

Второй причиной является диполь-дипольное взаимодействие поляризованных экситонов. Лазерное возбуждение в резонанс Xhh1 приводит к накоплению экситонов в неизлучающем резервуаре [4]. Их взаимодействие со светлыми экситонами приводит к отталкиванию экситонов и, соответственно, к голубому сдвигу экситонных резонансов. Слабая зависимость сдвига от напряжения при $|U| > 1$ В обусловлена конкуренцией этих двух эффектов.

Возбуждение ниже резонанса Xhh1 рождает только свободные носители заряда в буферном слое GaAs, которые экранируют электрическое поле внутри этого слоя. В результате напряжение прикладывается только к барьерным слоям и слою КЯ, напряженность поля растет, что приводит к большему штарковскому сдвигу по сравнению со случаем возбуждения в резонанс Xhh1.

Проведенные исследования позволили обнаружить влияние носителей заряда, рожденных в объемном слое GaAs, на экситонные резонансы КЯ и различить их с процессами, происходящими в слое КЯ. Был обнаружен эффект диполь-дипольного взаимодействия поляризованных электрическим полем экситонов, компенсирующего эффект Штарка.

Авторы благодарят ресурсный центр «Нанотехника» СПбГУ за предоставленный образец.

Финансирование

Авторы благодарят Санкт-Петербургский государственный университет за финансовую поддержку в рамках грантов № 94030557 и № 94271404. И. В. Игнатиев благодарит РФФ за поддержку теоретической части работы в рамках гранта № 19-72-20039.

Литература

1. S. I. Tsintzos, A. Tzimis, G. Stavrinidis et al. // Phys. Rev. Lett. 121, 037401 (2018).
2. E. L. Ivchenko, Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Springer, Berlin 2004).
3. M. N. Bataev, M. A. Chukeev, M. M. Sharipova, P. A. Belov, P. S. Grigoryev, E. S. Khramtsov, and I. V. Ignatiev // Phys. Rev. B, 106, 085407 (2022).
4. S. Kurdyubov et al. // Phys. Rev. B, 104, 035414 (2021).
5. P. A. Belov // J. Phys.: Conf. Series, 1199, 012018 (2019).

Эффект Шубникова — де Гааза и анизотропия рассеяния электронов в двумерном электронном газе магнитно-нелегированных гетероструктур AlGaIn/AlIn/GaN

Н. К. Чумаков*, И. В. Белов, А. А. Андреев, И. С. Езубченко, Е. М. Колобкова, И. А. Черных, С. Н. Николаев, С. Ю. Шабанов, В. Г. Валеев

НИЦ «Курчатовский институт», пл. Ак. Курчатова, 1, Москва, 123182
*chumakov_nk@nrcki.ru

Исследованы кинетические свойства двумерного электронного газа нитридных транзисторов с высокой подвижностью электронов в области поперечных магнитных полей B от 0 до 14 Тл и в интервале температур от 3 до 300 К. Магнитотранспортные измерения в геометрии холловского креста и методом Ван-дер-Пау показали, что при фиксированных величинах тока холловское сопротивление системы изотропно и не зависит от направления B . Однако ее магнетосопротивление анизотропно и демонстрирует при этом существенную асимметрию по отношению к изменению знака B , что, по-видимому, обусловлено понижением симметрии ее электронного спектра магнитным полем до C_{3v} и соответствующим изменением характера релаксации импульса электронов.

Нитридные транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMTs) на основе гетероструктур AlGaIn/AlIn/GaN имеют существенно более высокие в сравнении с аналогами рабочие температуры, плотности тока, напряжение пробоя и частоты отсечки. Их уникальные свойства обусловлены наличием в них двумерного электронного газа (2DEG) с концентрацией носителей $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$, локализованного в окрестности границы раздела AlIn/GaN, возникающего в системе без специального легирования. Все это делает нитридные HEMT предметом активных исследований последних лет с целью разработки элементной базы стабильной высокотемпературной микроволновой электроники высокой мощности.

Одной из важнейших задач в этой области является описание динамических токовых состояний в таком 2DEG. Ее решение, однако, осложняется тем, что некоторые основные физические свойства этой системы все еще неясны. В частности, величина и тип тензора эффективных масс 2DEG в гетероструктуре AlGaIn/AlIn/GaN, знание которых критически необходимо для расчета откликов системы на внешние воздействия, до сих пор служат предметом обсуждения. Господствующим является предположение, что 2DEG локализован достаточно глубоко в толще GaN и «видит» его объемную (C_{6v}^4) симметрию, так что эффективная масса 2DEG по необходимости изотропна — тогда для ее измерения достаточно данных магнитотранспортных экспериментов, которые позволяют определить лишь циклотронную массу носителей заряда.

Эти выводы, однако, противоречат результатам недавней работы [1], где методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) показано, что форма поверхности Ферми электронов 2DEG характеризуется существенным гексагональным искажением с коэффициентом анизотропии порядка 11%, которое транслируется в 22%-ную анизотропию эффективной массы его электронов. При этом ARPES, в отличие от де-факто косвенных данных магнитотранспортных методик, является практически единственным прямым методом исследования

электронной структуры материалов. Этот и ряд других результатов не находят объяснения в предположении о C_{6v}^4 симметрии системы в области локализации исследуемого 2DEG.

Результаты и обсуждение

Основой настоящих исследований служит физическая модель гексагонального искажения электронного спектра 2DEG (the Hexagonal Warping Model, HWM), построенная ранее [2]. Она основана на том факте, что наличие интерфейса (0001), порождающего конфайнмент 2DEG, понижает симметрию 2DEG от симметрии несимметричной пространственной группы C_{6v}^4 в объеме GaN до симметрии группы C_{3v} — вращения на 120° вокруг тригональной оси c и зеркального отражения $x \rightarrow -x$, где x — направление оси ГК. В отсутствие магнитного поля электронный спектр 2DEG имеет, однако, гексагональную симметрию ввиду инвариантности его свойств относительно инверсии времени.

Учет этого обстоятельства при выборе структуры вкладов спин-орбитального взаимодействия в гамильтониан 2DEG позволяет объяснить данные ARPES-эксперимента [1]. Отметим, что вид электронного спектра 2DEG, предсказанный HWM, качественно подтверждается и результатами расчетов гетероструктур AlIn/GaN HEMT, выполненных в [2] методом функционала плотности с учетом спиновой степени свободы электронов, имплементированного в пакете программ VASP.

В настоящей работе проведены исследования кинетических свойств 2DEG нитридных HEMT в поперечном магнитном поле B до 14 Т в интервале температур от 3 до 300 К. Величина плотности электронов в системе ($n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), рассчитанная по периоду осцилляций Шубникова — де Гааза, совпадает с найденной по холловским данным. Магнитотранспортные измерения в геометрии холловского креста и методом Ван дер Пау показали, что холловская компонента тензора магнетосопротивления R_{xy} 2DEG не зависит от направления B , рис. 1. Однако диаго-

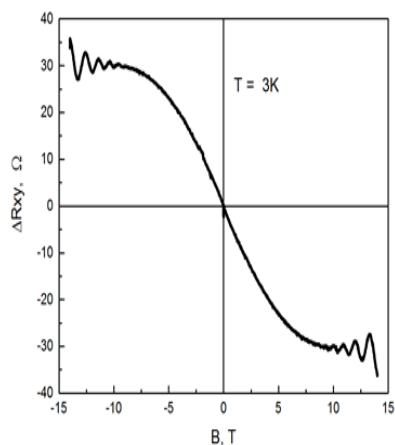


Рис. 1. Зависимость холловской компоненты тензора магнитосопротивления 2DEG от внешнего магнитного поля за вычетом ее линейной части

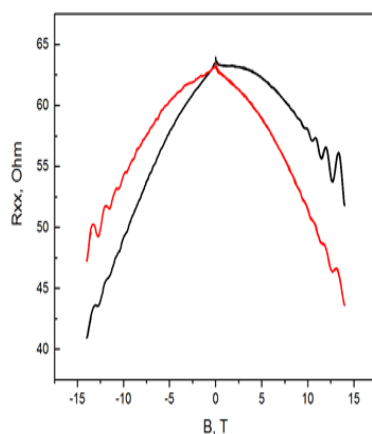


Рис. 2. Зависимости сопротивления 2DEG от внешнего магнитного поля в направлениях ΓМ (черная кривая) и ΓК. $T = 3$ К

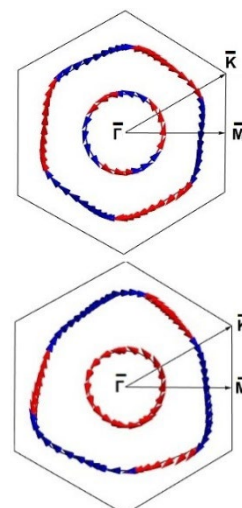


Рис. 3. Поверхность Ферми и спиновая текстура электронов 2DEG согласно HWM при $B = 0$ (вверху) и во внешнем магнитном поле

нальная его компонента, R_{xx} , демонстрирует существенную асимметрию по отношению к изменению знака B и зависит от направления тока относительно кристаллографических осей, рис. 2.

Подобное, хотя и менее выраженное поведение магнетосопротивления наблюдается и в тонких пленках Ga-ориентированного нитрида галлия, сильнолегированного кремнием (n+GaN, [3]) в структурах AlN/n+GaN, представляющих интерес в качестве компонентов нитридных мемристоров.

Мы показали, что описанное выше поведение системы связано с дальнейшим понижением симметрии ее электронного спектра в магнитном поле, рис. 3, и соответствующим изменением характера релаксации импульса электронов.

Финансирование

В части исследования структур AlN/n+GaN работа выполнена благодаря финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 22-29-00535.

Литература

1. N. K. Chumakov, I. S. Ezubchenko, I. A. Chernykh et al. // VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» EASTMAG–2022. Kazan, Russia. Book of abstracts. 2022. Vol. 2. P. 305–307.
2. L. L. Lev, I. O. Maiboroda, M.-A. Husanu et al. // Nat. Commun., **9**(1), 2653–2661 (2018).
3. L. L. Lev, I. O. Maiboroda, E. S. Grichuk et al. // Phys. Rev. Research, **4**, № art. 013183 (2022).

Оптическая ориентация экситонов в квантовых точках (In,Al)As/AlAs с непрямой запрещенной зоной в слабых продольных магнитных полях

Т. С. Шамирзаев^{1,*}, Д. С. Смирнов², А. В. Шумилин², Д. Р. Яковлев^{2,3}, М. Bayer^{2,3}

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

² ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия

³ Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany

* tim@isp.nsc.ru

Изучена рекомбинация и спиновая динамика экситонов в непрямозонных квантовых точках (КТ) (In,Al)As/AlAs. Пренебрежимо малое (менее 0,2 мкэВ) значение анизотропного обменного взаимодействия в этих КТ препятствует смешиванию чисто спиновых экситонных состояний и допускает образование спин-поляризованных экситонов при квазирезонансном возбуждении с круговой поляризацией. В слабых продольных магнитных полях рекомбинация и спиновая динамика экситонов контролируется сверхтонким взаимодействием между электронными и ядерными спинами. В магнитных полях, напряженность которых превышает поле Оверхаузера флуктуаций ядерного спина, обнаружен эффект блокады КТ темными экситонами.

Введение

Недавно нами было показано, что в непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ подавление анизотропного обменного взаимодействия предотвращает смешивание состояний светлых экситонов [1]. Кроме того, слабое электронно-ядерное взаимодействие в X-долине делает электроны в этих КТ устойчивыми к потере спиновой когерентности [2]. Эти особенности обменного и сверхтонкого взаимодействий позволили открыть эффект динамической электронной спиновой поляризации, который имеет место при неполяризованном оптическом возбуждении в слабых магнитных полях порядка нескольких миллитесла [3].

В настоящей работе рекомбинация и спиновая динамика экситонов в непрямозонных КТ (In,Al)As/AlAs исследовалась в слабых продольных магнитных полях. Измерение оптической ориентации с модуляцией знака циркулярной поляризации возбуждающего света выявило зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ от частоты модуляции, что обусловлено большими временами жизни экситонов в непрямозонных КТ. Обнаружен неожиданный эффект блокады КТ темными экситонами.

Методика эксперимента

Исследуемые КТ (In,Al)As в матрице AlAs, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась квазирезонансно с использованием непрерывного Ti:Sapphire лазера с энергией фотонов, перестраиваемой в спектральном диапазоне от 1,50 до 1,75 эВ. Поляризация возбуждения модулировалась электрооптическим полуволновым модулятором перед четвертьволновой пластинкой (период модуляции $2t_{ex}$). Измерение проводилось с задержкой t_d после изменения знака поляризации возбуждения (с σ^+ на σ^- и наоборот) во временном окне t_w . Температура для всех экспериментов была $T = 1,8$ К.

Результаты и выводы

ФЛ непрямозонных КТ демонстрирует оптическую ориентацию при квазирезонансном возбуждении. Степень циркулярной поляризации ФЛ (ρ_c) при

фиксированной частоте модуляции поляризации возбуждения возрастает с ростом напряженности магнитного поля (из-за подавления поля Оверхаузера внешним полем). В фиксированном поле ρ_c возрастает с увеличением периода модуляции и насыщается при $t_{ex} > 2$ мкс. Возрастание ρ_c с увеличением периода модуляции обусловлено уменьшением вклада в поляризацию кроссполяризованных экситонов, рожденных на предыдущем полупериоде до смены знака поляризации возбуждения.

Для исследования спиновой динамики на временах, сильно превышающих времена жизни светлых экситонов, были измерены интенсивности ко-(I $+/+$)- и кросс-(I $+/-$)-поляризованных компонент ФЛ для $t_{ex} = 100$ мкс и $t_w = 2$ мкс. Результаты этих измерений в нулевом магнитном поле и в магнитном поле 40 мТл в зависимости от t_d показаны на рис. 1. После короткого переходного процесса, следующего за изменением знака поляризации возбуждения, зависимости этих интенсивностей от времени совпадают (см. рис. 1, a), что приводит к постоянной поляризации (см. рис. 1, b). Однако эти зависимости резко меняются в магнитном поле. Интенсивность кроссполяризованной компоненты ФЛ не зависит от времени задержки, а кополяризованная сильно возрастает при изменении знака поляризации возбуждения (на порядок величины, см. рис. 1, c), а затем затухает с увеличением t_d . Таким образом, степень поляризации ФЛ следует за интенсивностью кополяризованной компоненты (см. рис. 1, d).

Мы предполагаем, что наблюдаемый эффект связан с блокадой КТ темными экситонами. Опишем качественно, почему такая блокада приводит к уменьшению интенсивности кополяризованной ФЛ со временем. В достаточно сильном продольном магнитном поле (рис. 1, b) смешивание светлых и темных экситонов, поперечной компонентой поля Оверхаузера, незначительно. Возбуждение σ^+ обычно создает светлый экситон, однако из-за релаксации электронного спина в процессе энергетической релаксации из Γ в X-долину может быть создан и темный экситон. Темные экситоны имеют большое время жизни, определяемое скоростью переворота спина дырки γ_h . Они могут накапливаться и занимать значи-

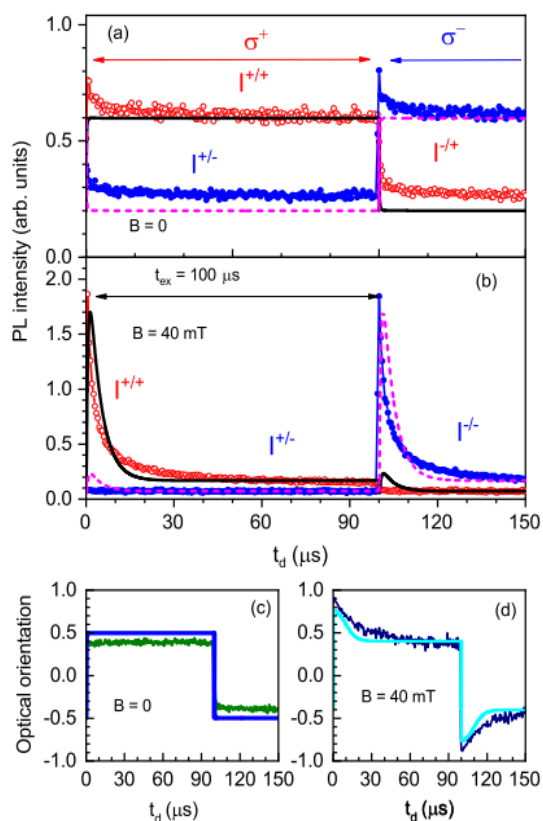


Рис. 1. Интенсивности компонентов ФЛ, обозначенных на рисунке, в зависимости от времени задержки t_d для (a) $B = 0$ мТл и (b) $B = 40$ мТл, измеренные при $t_{ex} = 100$ мкс, $t_w = 2$ мкс, $T = 1,7$ К. Оптическая ориентация, соответствующая этим функциям, представлена на панелях: c — для $B = 0$ мТл и d — для $B = 40$ мТл

тельную долю КТ, что приводит к подавлению интенсивности ФЛ. При переключении поляризации возбуждения с σ^+ на σ^- у КТ появляется возможность поглотить второй фотон и образовать биэкситон. Этот процесс после быстрой рекомбинации биэкситона возвращает заблокированные КТ в оптически активное состояние, поэтому интенсивность ФЛ восстанавливается. Мы предполагаем, что принцип запрета Паули запрещает образование биэкситона для исходной поляризации возбуждения. Такая ситуация имеет место в достаточно сильных магнитных полях. В нулевом магнитном поле светлые и темные экситоны эффективно смешиваются полем Оверхаузера, так что все четыре экситонных состояния могут довольно быстро рекомбинировать радиационно. В результате интенсивность ФЛ не сильно меняется во времени (см. рис. 1, a).

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 22-12-00022.

Литература

1. J. Rautert, T. S. Shamirzaev, S. V. Nekrasov, *et al.* // *Phys. Rev. B*, **99**, 195411 (2019).
2. M. S. Kuznetsova, J. Rautert, K. V. Kavokin, *et al.* // *Phys. Rev. B*, **101**, 075412 (2020).
3. D. S. Smirnov, T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 156801 (2020).

Формирование заряженных вакансий в анионной и катионной подрешетках AlAs

В. Е. Жилицкий^{1,2}, Т. С. Шамирзаев^{1,*}

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

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

* tim@isp.nsc.ru

В работе изучено перемешивание материалов, обусловленное генерацией и диффузией заряженных вакансий в легированных гетероструктурах с квантовыми точками (КТ), сформированных в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs. Экспериментально продемонстрировано, что перемешивание материалов КТ и AlAs определяется не только температурой и длительностью отжига, но и положением уровня Ферми в гетероструктуре.

Введение

Высокотемпературный послеростовой отжиг широко используется для модификации энергетического спектра низкоразмерных наноструктур, позволяя, например, изменять тонкую структуру экситонных состояний [1], увеличивать эффективную ширину запрещенной зоны при одновременном уменьшении дисперсии энергетических состояний в ансамблях КТ за счет перемешивания материалов КТ и матрицы [2]. В соединениях A^3B^5 перемешивание материалов идет по вакансионному механизму, т. е. атом перескакивает на вакансию, индуцированную высокотемпературным нагревом в соседнем узле решетки. Таким образом, вероятность образования вакансий и коэффициент их диффузии играют ключевую роль в процессах послеростового отжига.

В данной работе изучалось образование вакансий и их влияние на перемешивание материалов КТ и матрицы в n - и p -легированных гетероструктурах с КТ, сформированными в анионной (AlSb) и катионной (InAs) подрешетках AlAs. Экспериментально продемонстрировано, что перемешивания материалов КТ и AlAs определяется не только температурой и длительностью отжига, но и положением уровня Ферми в гетероструктуре.

Методика эксперимента

Структуры с (In,Al)As/AlAs и Al(As,Sb)/AlAs КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией (001). Структуры содержали один слой КТ, между слоями AlAs толщиной 50 нм. Для защиты AlAs от окисления выращивался покровный слой GaAs толщиной 20 нм. Для предотвращения возгонки As с поверхности структур при высоких температурах отжига, структуры покрывались защитным слоем SiO₂ толщиной 150 нм. Отжиг проводился в потоке H₂ в течение 10 мин в диапазоне температур 600–850 °С. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась полупроводниковым лазером ($h\nu = 3.06$ эВ).

Результаты и обсуждение

Отжиг структур приводил к перемешиванию материалов КТ и AlAs, которое проявлялось как высокоэнергетический сдвиг положения максимума полос в спектрах ФЛ. Устойчивость структур с InAs/AlAs КТ к перемешиванию при отжиге уменьшалась в ря-

ду: легированная примесью p -типа, не легированная, легированная примесью n -типа. При температурах отжига ниже 600 °С, все структуры устойчивы к перемешиванию. Для структур n -типа: при повышении температуры до 710 °С полоса ФЛ КТ сдвигается более чем на 200 мЭВ. В структурах p -типа: даже после 30-минутного отжига при 760 °С спектр ФЛ остается таким же, как у неотожженной структуры. С другой стороны, для AlSb/AlAs КТ поведение при отжиге было прямо противоположным: наименьший сдвиг полосы ФЛ имел место для n -легированного образца, а самый большой сдвиг наблюдался для p -легированной структуры.

Нами предложено следующее объяснение экспериментальных наблюдений: перемешивание материалов идет посредством образования вакансий в соответствующей подрешетке AlAs, поэтому степень перемешивания материалов при отжиге определяется темпом формирования этих вакансий. Темп генерации вакансий можно записать как $A \cdot \exp(-H_A/kT)$, где H_A — энтальпия активации образования вакансии, k — постоянная Больцмана, а фактор $A = \gamma \cdot N_{AP} \cdot N_{IP}$. Здесь N_{IA} — количество атомов, способных уйти в междоузлье с образованием вакансии, N_{IP} — количество междоузельных позиций около этих атомов и γ — константа, зависящая от механизма взаимодействия вакансии и междоузельного атома. Поскольку любой атом может уйти в междоузлье при образовании нейтральных вакансий, то $N_{AP} = N_{IP} = N$, где N — количество атомов в соответствующей подрешетке кристалла, а измерение энергии атомной подсистемы кристалла при рождении нейтральной пары вакансии и междоузельный атом $H_A = H_A^0$. В материалах A^3B^5 вакансии образуются как заряженные дефекты: положительно заряженные для анионных вакансий, и отрицательно заряженные для катионных вакансий [3]. При образовании заряженных вакансий изменяется энергия как атомной, так и электронной подсистемы кристалла. Изменение энергии электронной подсистемы можно записать как добавочный член к $H_A = H_A^0 + \Delta E$. При образовании отрицательно заряженной вакансии $\Delta E^{-1} = E_V^{-1} - F$, где F — энергия уровня Ферми, E_V^{-1} — энергия уровня отрицательно заряженной вакансии в запрещенной зоне. Для положительно заряженной вакансии $\Delta E^{+1} = F - E_V^{+1}$, где E_V^{+1} — энергия уровня положительно заряженной вакансии. Изменение энергии электронной подсистемы при образовании заряженных вакансий показано схематически на рис. 1.

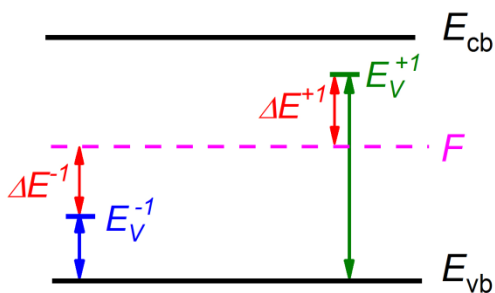


Рис. 1. Схематическая диаграмма изменения энергии электронной подсистемы при образовании однократно заряженных вакансий

Кроме того, для образования отрицательно (положительно) заряженной вакансии элементарная ячейка кристалла, в которой она образуется, должна содержать электрон (быть свободной от электрона) поэтому фактор A тоже должен быть скорректирован. Вероятность того, что элементарная ячейка содержит свободный электрон, равна отношению концентрации электронов n_c к плотности электронных состояний в зоне проводимости (N_c). Поэтому при образовании отрицательно заряженных вакансий $N_{AP} = N_{IP} = N \cdot (n_c / N_c)$, а при образовании положительно заряженных вакансий $N_{AP} = N_{IP} = N \cdot (1 - n_c / N_c)$.

Вакансии Al, образующиеся в катионной подрешетке AlAs, заряжены отрицательно. Поэтому сдвиг положения уровня Ферми в направлении зоны

проводимости при легировании структуры донорами приводит к уменьшению энергии образования этих вакансий, что сопровождается ускорением перемешивания InAs и AlAs. Легирование акцепторами сдвигает уровень Ферми в направлении валентной зоны, приводя к увеличению энергии образования вакансий, что делает структуры InAs/AlAs более устойчивыми к перемешиванию материалов при отжиге.

С другой стороны, вакансии As, образующиеся в анионной подрешетке AlAs, заряжены положительно. Поэтому при изменении положения уровня Ферми мы наблюдаем обратную зависимость: рост устойчивости структур AlSb/AlAs к перемешиванию материалов при отжиге структур n -типа и резкое ускорение этого промешивания при отжиге структур p -типа.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 22-12-00022.

Литература

1. W. Langbein, P. Borri, U. Woggon *et al.* // Phys. Rev. B, **69**, 161301(R) (2004).
2. T. Yang, J. Tatebayashi, K. Aoki, *et al.* // Appl. Phys. Lett., **90**, 111912 (2007).
3. C. Freysoldt, B. Grabowski, T. Hickel, *et al.* // Rev. Mod. Phys., **86**, 253 (2014).

Низкоразмерные гетероструктуры InAs/AlGaAs, сформированные на GaAs подложках ориентации (110)

Е. А. Емельянов, М. А. Путьято, Т. С. Шамирзаев*

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

* tim@isp.nsc.ru

Выращивались гетероструктуры с КЯ и КТ InAs в матрицах AlGaAs на подложках GaAs ориентации (110) и (001). Показано, что при оптимальных условиях эпитаксии для $Al_xGa_{1-x}As$ с $x \leq 0.5$ использование подложек ориентации (110) позволяет получать КЯ и КТ с заметно меньшей концентрацией дефектов — центров безызлучательной рекомбинации, чем на повсеместно используемых подложках ориентации (001).

Введение

Применение низкоразмерных гетероструктур — квантовых ям (КЯ) и квантовых точек (КТ) дает возможность создания объектов с принципиально новыми свойствами, не характерными для объемных материалов. Это обусловлено существенным различием энергетического строения низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур и объемных полупроводников. В настоящее время низкоразмерные гетероструктуры на основе соединений A^3B^5 формируются, главным образом, на подложках с кристаллической ориентацией (001). Между тем дополнительные возможности по управлению энергетическим спектром КЯ и КТ и симметрией их электронных состояний открывает формирование таких структур на подложках других ориентаций, таких как (111) и (110). Однако условия эпитаксиального роста на поверхностях с этими ориентациями существенно отличаются от таковых для поверхности с ориентацией (001) [1].

В данной работе приведены результаты оптимизации эпитаксиального роста гетероструктур на подложках GaAs ориентации (110). Выращивались гетероструктуры с КЯ и КТ InAs в матрицах AlGaAs. Качество структур анализировалось методом фотолюминесценции (ФЛ) при температуре 3 К.

Методика эксперимента

Структуры КЯ и КТ InAs в матрицах AlGaAs выращивались методом молекулярно лучевой эпитаксии на GaAs подложках ориентации (110). На буферном слое GaAs, толщиной 0.8 мкм, выращивался слой AlGaAs толщиной 70 нм, один слой InAs с номинальной толщиной 1,5 и 2,5 монослоев, верхний барьер AlGaAs толщиной 70 нм. Для защиты от окисления структура покрывалась слоем GaAs толщиной 10 нм. ФЛ возбуждалась полупроводниковым лазером (3.06 эВ).

Результаты и обсуждение

Для определения оптимальных условий роста GaAs и AlGaAs предварительно выращивалась гетероструктура с КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Формирование такой гетероструктуры в ростовых условиях, оптимальных для получения совершенных КЯ на подложках ориентации (001) (давление мышьяка $3 \cdot 10^{-6}$ Па), приводило к уменьшению интенсивности ФЛ I(110) в 7 раз (относительно интенсивности ФЛ I(001) в гетероструктуре, выращенной в оптимальных для ориентации (001) условиях).

В то же время, при сохранении скорости роста 1 МС/с и повышении давления мышьяка, интенсивность ФЛ КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, формирующихся на подложках ориентации (110), увеличивалась и выходила на насыщение $I(110) = 10 \cdot I(001)$ при давлениях, превышающих $2 \cdot 10^{-5}$ Па. Для роста структур InAs/AlGaAs мы использовали это оптимальное давление.

Спектры ФЛ гетероструктур InAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенных на подложках GaAs ориентации (110) и (001) с номинальной толщиной слоя InAs 2.5 монослоя (что выше критической толщины для формирования квантовых точек на подложках ориентации (001)), приведены на рис. 1. Интенсивность ФЛ структуры (110) на три порядка величины превосходит интенсивность структуры (001).

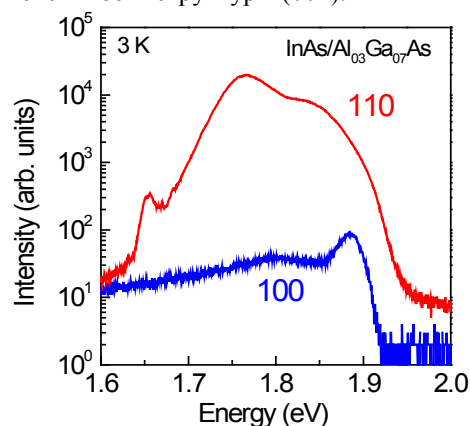


Рис. 1. Спектры ФЛ гетероструктур InAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенных на подложках ориентации (110) и (001) с номинальной толщиной слоя InAs 2.5 монослоя

Для определения влияния состава матрицы на качество гетероструктур, при тех же ростовых условиях, были выращены КЯ (110) с номинальной толщиной слоя InAs 1.5 монослоя в Al_xGa_{1-x}As с содержанием AlAs $x = 0.3, 0.5, 0.75$ и 1. Спектры ФЛ этих структур приведены на рис. 2. Для сравнения на этом же рисунке приведен спектр КЯ InAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As (001) с той же толщиной слоя InAs.

Мы отмечаем две особенности в полученных спектрах: (1) Интегральная интенсивность ФЛ фактически не зависит от состава твердого раствора Al_xGa_{1-x}As при $x \leq 0.5$ и резко уменьшается с ростом x . (2) Резкое уширение полосы ФЛ в структурах InAs/Al_xGa_{1-x}As (110) при $x \leq 0.5$ по сравнению со структурами, выращенными при тех же составах AlGaAs на подложках (001) и структурами InAs/Al_xGa_{1-x}As (110) при $x = 0.75$ и 1. Это уширение

свидетельствует о том, что сегрегация InAs при его зарастании $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x \leq 0.5$ в структурах, выращенных на подложках (110) резко увеличивается, приводя к формированию КЯ с диффузно-размытыми гетерограницами [2].

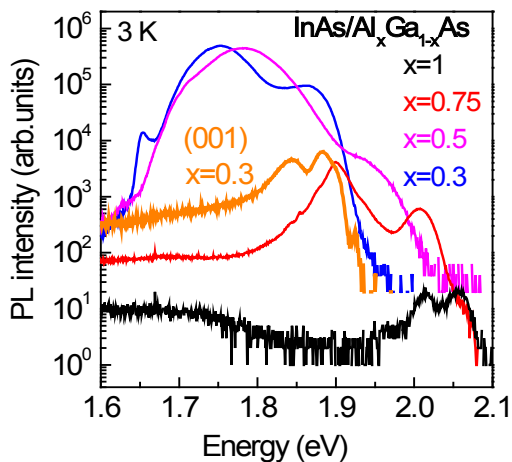


Рис. 2. Спектры ФЛ гетероструктур $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, с различным содержанием AlAs (x) в составе твердого раствора, выращенных на подложках ориентации (110) (и $x = 0.3$ (001)) с номинальной толщиной слоя InAs 1.5 монослоя

Таким образом, использование подложек ориентации (110) позволило нам получать КЯ и КТ $\text{InAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $x \leq 0.5$, с заметно меньшей концентрацией дефектов — центров безызлучательной рекомбинации, чем на повсеместно используемых подложках ориентации (001). Мы полагаем, что причиной уменьшения концентрации дефектов является более высокая скорость диффузии адатомов на неполярной ростовой поверхности (110). При повышении доли AlAs в составе твердого раствора AlGaAs выше 50% условия роста становятся неоптимальными, диффузия адатомов замедляется и концентрация дефектов резко возрастает.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 22-12-00022.

Литература

1. C. D. Yerino, B. Liang, D. L. Huffaker *et al.* // *J. Vac. Sci. Technol. B*, **35**, 010801 (2017).
2. T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, N. E. Kopteva *et al.* // *Phys. Rev. B*, **106**, 075407 (2022).

Влияние условий получения и последующего отжига на формирование нанокристаллической фазы в пленках TiO_x

Д. В. Шестаков^{1,*}, А. В. Нежданов^{1,**}, Л. М. Виноградова¹, А. А. Скрылев¹,
А. В. Ершов¹, Д. А. Павлов¹, А. И. Андрианов¹, А. С. Маркелов¹, А. И. Машин¹,
G. De Filpo², M. Baratta²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603022

² Dipartimento di Chimica e Tecnologie Chimiche (CTC), Università della Calabria, Rende, Cosenza, Italy, 87036

* dan11.v.s@yandex.ru, ** nezhdanov@phys.unn.ru

По результатам проделанной работы было установлено, что отжиг аморфных пленок TiO_x в атмосферных условиях в диапазоне температур 300–400 °С приводит к формированию в них кристаллической фазы анатаза. Исследования методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС) показало, что по мере увеличения температуры и времени отжига происходит увеличение доли кристаллической фазы. На основании данных, полученных методом рентгенофазового анализа (РФА), был определен средний диаметр кристаллитов, который составляет порядка 23 нм. Также по результатам просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), было обнаружено, что после отжига в исследуемых пленках наблюдается кристаллизация приповерхностного слоя на глубину порядка 15 нм и формирование нанокристаллов TiO_2 в объеме с размерами 4–10 нм.

Введение

Благодаря своим уникальным физикохимическим свойствам диоксид титана (TiO_2) на сегодняшний день является перспективным материалом для применения в различных отраслях промышленности и уже сейчас обрёл широкое распространение в различных областях, от пищевой промышленности и косметологии до авиастроения и оптоэлектроники.

Большой интерес вызывают фотокаталитические свойства наночастиц TiO_2 , с помощью которых возможно повысить эффективность технологических процессов очистки воды и воздуха от токсичных органических примесей. В природе TiO_2 встречается в трёх кристаллических модификациях — анатаз, рутил и брукит, среди которых анатаз обладает наиболее высокой фотокаталитической активностью.

Получить наночастицы TiO_2 в фазе анатаза можно посредством отжига аморфных плёнок в атмосферных условиях при температурах 300–400 °С.

Актуальность данной работы заключается в установлении зависимостей между структурой и свойствами получаемых плёнок, что позволит разработать методику получения материалов, перспективных для применения в оптике, системах промышленной очистки отходов и других областях.

Методика эксперимента

Тонкие пленки TiO_x были получены методом электронно-лучевого испарения в вакууме на комбинированной вакуумной установке 2G11G2-ELBeam-OQ-03). Напыление проводилось на подложки из кремния марки КЭФ-4.5 (100), плавленого кварца (SiO_2) и сапфира (С-срез), температура которых поддерживалась постоянной 300 °С. Толщина пленок составляет ~ 100 нм. Впоследствии пленки ожигались на воздухе при температурах от 300 до 400 °С в течение 5 часов, так же последовательно от 5 до 20 часов при 300 °С.

Исследования в данной работе проводились методами

- спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС),

- аналитической просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ),
- дифракции рентгеновских лучей (РФА)

Результаты и их обсуждения

Анализируя спектры, полученные методом КРС, мы обнаружили, что исходные пленки TiO_x не демонстрируют характерных для кристаллической фазы пиков (рис. 1).

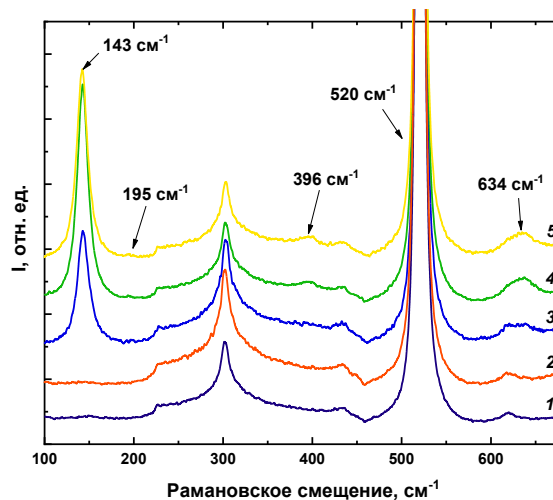


Рис. 1. Спектры КРС образцов TiO_x/Si до и после отжига при различных температурах. 1 — до отжига; 2 — подложка; 3 — 300 °С; 4 — 350 °С; 5 — 400 °С

По мере увеличения температуры и времени отжига наблюдается появление серии пиков, характерных для кристаллической структуры анатаза, а также увеличение их интенсивностей, что может косвенно свидетельствовать об увеличении доли кристаллической (рис. 2) [1, 2].

На основании результатов рентгеновского фазового анализа (РФА) и базы данных PDF-2 Release 2009 были подтверждены выводы о наличии в исследуемых плёнках кристаллической фазы анатаза. На полученной рентгенограмме наблюдаются пики, относящиеся к кювете-держателю (отмечены «*») и пики, относящиеся к TiO_2 фазе анатаза [2, 3].

На основании полученных данных по формуле Шеррера [2] был определен средний размер кристаллита, который составил $\langle D \rangle = 23 \pm 2$ нм:

$$\langle D \rangle = \frac{K_{hkl} \lambda}{FWHM(2\theta) \cos(\theta)}, \quad (1)$$

где $FWHM(2\theta)$ — уширение дифракционного максимума, связанное с размером частиц, K_{hkl} — постоянная Шеррера (0.9) [2], λ — длина волны используемого рентгеновского излучения, $\langle D \rangle$ — средний размер кристаллитов данной фазы в образце.

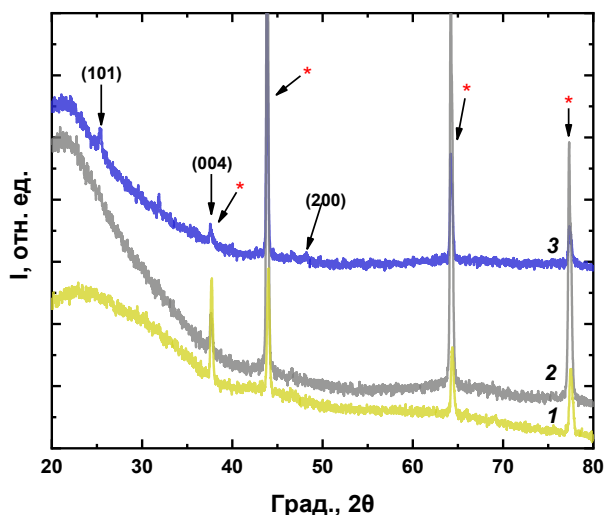


Рис. 2. Рентгенограммы образца TiO_x/SiO_2 подложки SiO_2 . 1 — подложка SiO_2 ; 2 — до отжига; 3 — отжиг $400^\circ C$ в течение 5 часов (символом * отмечены пики, относящиеся к кювете-держателю)

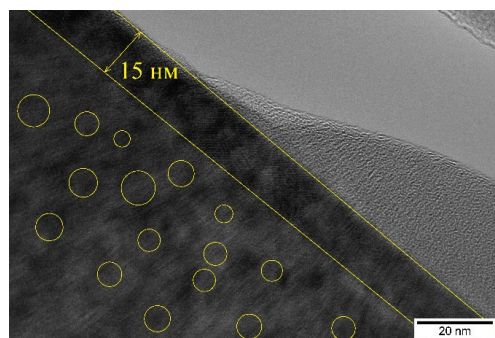


Рис. 3. ПЭМ-снимки образца TiO_x/Si после отжига $400^\circ C$

Исследование методом ПЭМ показало (рис. 3), что после отжига на поверхности плёнки формируется поликристаллический слой анатаза с ориентацией [100], толщина которого составляет примерно 15 нм. Под кристаллическим слоем в глубине плёнки наблюдаются отдельные кристаллические включения, размеры которых составляют 4–10 нм. Наблюдаемый эффект может быть связан с уменьшением доли кислорода по глубине пленки из-за формирования при отжиге приповерхностного слоя, который может препятствовать диффузии кислорода вглубь пленки.

Литература

1. *S. Nikodemski, A. A. Dameron et al.* // Scientific Reports, **6**, 1 (2016).
2. *Zhu K.-R., M.-S. Zhang et al.* // Physics Letters A, **340**, 220 (2005).
3. *X. Wei, G. Zhu et al.* // International Journal of Photoenergy, **18**, 1 (2013).

Исследование влияния типа подзатворного оксида и степени легирования кармана транзистора на его радиационную стойкость

Т. А. Шоболова*, Е. Л. Шоболов**

Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» «НИИИС им. Ю. Е. Седакова», ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603137
*shobolova.ta@mail.ru, **shelv@inbox.ru

В работе посредством численного моделирования в TCAD исследовано влияние степени легирования областей транзистора на его радиационную стойкость к гамма-облучению. Исследуемые элементы представляли собой МОП-транзисторы на структуре «кремний на изоляторе» с проектными нормами 90 нм. Получено, что качество подзатворного диэлектрика в таких структурах сильно влияет на его радиационную стойкость. Изменение концентрации примеси в кармане и LDD-области транзистора приводит к изменению формы его входной вольт-амперной характеристики и пересечению данных характеристик у транзисторов, имеющих разные дозы легирования указанных областей. Показано, что транзистор с большей концентрацией примеси в областях слаболегированного истока (стока) и кармана транзистора является более стойким к гамма-облучению, чем аналогичный транзистор с меньшей концентрацией примеси в этих областях.

Введение

В работе посредством 2D численного моделирования МОП-транзистора с длиной затвора 100 нм исследовано влияние количества ловушек в «переходном» слое оксида кремния на характеристики этого транзистора без учета и с учетом гамма-воздействия. Также определено влияние степени легирования кармана транзистора на его радиационную стойкость.

Объект и методы исследования

Была разработана модель МОП-транзистора на структуре КНИ с толщиной приборного слоя 70 нм, длиной затвора 100 нм, толщиной подзатворного диэлектрика 1,8 нм [1]. Расчет конструкции и электрофизических характеристик транзисторов проводился в специализированной системе моделирования.

Численное моделирование

Расчет транспорта носителей заряда проводили с использованием численного 2D моделирования в квазигидродинамическом приближении. Модель включала систему уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, выражения для плотности токов и потоков энергии электронов и дырок.

Результаты моделирования и обсуждение

Для оценки влияния качества оксида кремния, провели численное моделирование транзистора и получили входные характеристики (зависимость тока стока от напряжения на затворе при напряжении на стоке 0,05 В) при дозе облучения $D = D_{max}$ [2] и разных значениях концентраций нейтральных ловушек в исходном состоянии N_t . На рис. 1 приведены входные характеристики исследуемого транзистора.

Таким образом, низкая концентрация ловушек в оксиде кремния (рис. 1) или высокое качество термически выращенного оксида кремния не приводит к существенному изменению формы входной характеристики при гамма-воздействии [3].

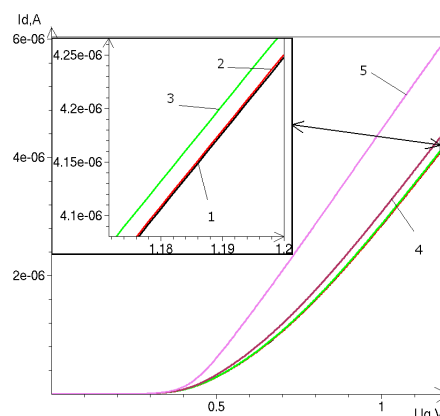


Рис. 1. Входные характеристики транзисторов при напряжении на стоке 0,05 В, полученные при разной концентрации ловушек в переходном слое оксида кремния при отсутствии облучения и при дозе облучения $D = D_{max}$: 1 — $N_t = 1 \cdot 12 \text{ см}^{-3}$, $D = 0$; 2 — $N_t = 1 \cdot 14 \text{ см}^{-3}$, $D = 0$; 3 — $N_t = 1 \cdot 15 \text{ см}^{-3}$, $D = D_{max}$; 4 — $N_t = 1 \cdot 16 \text{ см}^{-3}$, $D = D_{max}$; 5 — $N_t = 1 \cdot 17 \text{ см}^{-3}$, $D = D_{max}$

Для определения влияния степени легирования кармана на радиационную стойкость транзистора посредством численного моделирования были рассчитаны значения характеристик нескольких вариантов транзисторов с одинаковой геометрией и разной дозой легирования (табл. 1).

Таблица 1. Значения характеристик МОП-транзисторов с длиной затвора 100 нм

Номер образца	U_{th} , В	D_w , см^{-3}	D_{LDD} , см^{-3}
1	0,7	7·12	6·12
2	0,55	7·12	7·12
3	0,42	7·12	8·12
4	0,6	8·12	7·12
5	0,65	9·12	7·12
6	0,35	6·12	7·12
7	0,55	8·12	8·12

Примечание к таблице:

U_{th} — пороговое напряжение, D_w — доза легирования области кармана с минимальной энергией при формировании ретроградного распределения примеси в этом кармане, D_{LDD} — доза легирования примеси при формировании низколегированных областей стока и истока транзистора

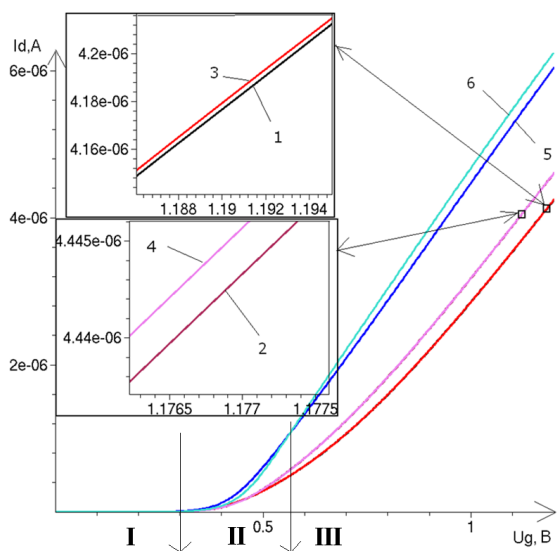


Рис. 2. Входные вольт-амперные характеристики МОП-транзисторов, где:

- 1 — образец № 2, $D = 0$, $N_t = 1 \cdot 12 \text{ см}^{-3}$;
- 2 — образец № 7, $D = 0$, $N_t = 1 \cdot 12 \text{ см}^{-3}$;
- 3 — образец № 2, $D = D_{\text{max}}$, $N_t = 1 \cdot 14 \text{ см}^{-3}$;
- 4 — образец № 7, $D = D_{\text{max}}$, $N_t = 1 \cdot 14 \text{ см}^{-3}$;
- 5 — образец № 2, $D = D_{\text{max}}$, $N_t = 1 \cdot 17 \text{ см}^{-3}$;
- 6 — образец № 7, $D = D_{\text{max}}$, $N_t = 1 \cdot 17 \text{ см}^{-3}$

Для определения влияния дозы гамма-воздействия на характеристики транзисторов были выбраны образцы с одинаковым пороговым напряжением, но разными дозами легирования областей кармана и LDD и исследованы их ВАХ (рис. 2).

При низкой концентрации ловушек в оксиде кремния сдвиг ВАХ исследованных МОП-транзисторов при гамма-воздействии пренебрежимо мал. При концентрации ловушек 10^{17} см^{-3} входная характеристика образца № 2 более чувствительна к гамма-воздействию, чем у образца № 7.

Также на рис. 2 наблюдается пересечение входных характеристик (кривые № 5 и № 6) в области напряжений 0,55 В, что связано с разными значениями сопротивлений каналов сравниваемых образцов и отличия длин областей пространственного заряда p - n переходов.

Заключение

В статье были исследованы характеристики МОП-транзисторов с длиной затвора 100 нм, получено, что: образцы с большей концентрацией примеси в кармане и LDD областях менее чувствительны к гамма-воздействию, чем их аналоги с меньшей концентрацией примеси; входные характеристики исследуемых транзисторов пересекаются, что связано с разными значениями сопротивлений каналов сравниваемых образцов и отличия длин областей пространственного заряда p - n -переходов.

Литература

1. Т. А. Шоболова, Т. А. Шоболов, С. В. Оболенский, В. В. Гасенин. Исследование короткоканальных эффектов полевых транзисторов с длиной канала 100 нм // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. 2022. Вып. 1 (236). С. 11–22.
2. Т. А. Шоболова, Т. А. Шоболов, А. В. Боряков, В. В. Гасенин. Исследование влияния гамма-воздействия на токи утечки транзисторов с проектными нормами 100 нм // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. 2022. Вып. 2 (265). С. 10–17.
3. А. И. Белоус, В. А. Солодуха, С. В. Шведов. Космическая электроника, книга 2. Мир электроники. Москва : Техносфера, 2015.

Стабилитрон с управляемым рабочим напряжением на структуре «кремний на изоляторе»

Т. А. Шоболова*, С. Н. Кузнецов, С. Д. Серов, Е. Л. Шоболов**

Филиал ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» «НИИИС им. Ю. Е. Седаква», ул. Тропинина, 47, Нижний Новгород, 603137
* shobolova.ta@mail.ru, ** shelv@inbox.ru

В работе представлены результаты исследования и разработки конструкции нового типа стабилитрона на структуре «кремний на изоляторе», рабочим напряжением которого можно управлять. Разработанная конструкция позволяеткратно (до $1.8 \div 2.2$ раза) изменять рабочее напряжение стабилитрона путем подачи управляющего напряжения на дополнительный контакт, обеспечивая возможность управления рабочим напряжением стабилитрона, в том числе динамически в процессе эксплуатации. В работе посредством численного моделирования на примере гамма-воздействия показано, что данный стабилитрон обеспечивает возможность подстройки напряжения стабилизации «in situ», что особенно актуально при разработке ИС, в состав которых входят источники прецизионного опорного напряжения (ШИМ-контроллеры, драйверы раскочки мощности, вторичные источники питания).

Введение

В работе представлены результаты исследования и разработки конструкции нового типа стабилитрона на структуре «кремний на изоляторе» (КНИ), рабочим напряжением которого можно управлять [1].

Объект и методы исследования

Исследуемый стабилитрон представляет собой элемент интегральной схемы, сформированный на структуре КНИ с толщиной рабочего слоя 0,2 мкм.

На рис. 1 схематично изображена предлагаемая конструкция стабилитрона с управляющим контактом.

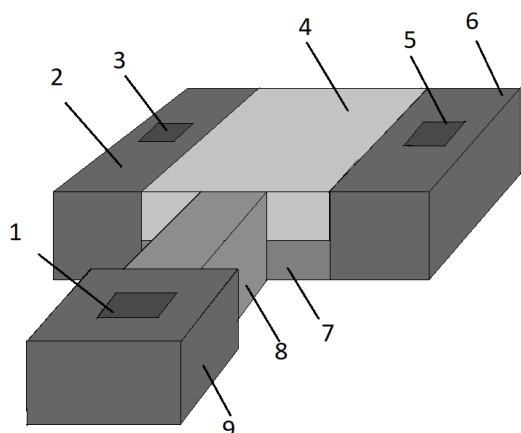


Рис. 1. Схематичное изображение стабилитрона с управляющим контактом, где: 1 — силицидированный контакт к управляющему электроду; 2 — сильнолегированный анод стабилитрона; 3 — силицидированный контакт к аноду стабилитрона; 4 — слаболегированный анод (для стабилитрона $p+p-n$ -типа) или катод (для $n+n-p$ -типа); 5 — силицидированный контакт к катоду стабилитрона; 6 — сильнолегированный катод стабилитрона; 7 — нижний слой горизонтального $p-n$ -перехода; 8 — легированный слой кремния, соединяющий управляющий контакт и нижний слой $p-n$ -перехода (7); 9 — сильнолегированная область управляющего контакта

Средней областью стабилитрона будем называть слой кремния, расположенного между сильнолегированным анодом и катодом элемента. В предложенном стабилитроне средняя область представляет собой $p-n$ -переход (области 4 и 7 на рис. 2).

Управляющий контакт (область 9 на рис. 2) соединен со средней областью стабилитрона посредством

области 8 (рис. 2). Причем, области 8 и 7 на рис. 2 легированы одинаковой концентрацией и типом примеси.

Численное моделирование

Расчет вольт-амперных характеристик стабилитрона выполнялся с использованием численного моделирования переноса носителей заряда. Расчетная модель включала систему уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, выражения для плотности токов и потоков энергии электронов и дырок.

На рис. 2 приведена двухмерная модель стабилитрона, полученная посредством численного моделирования.

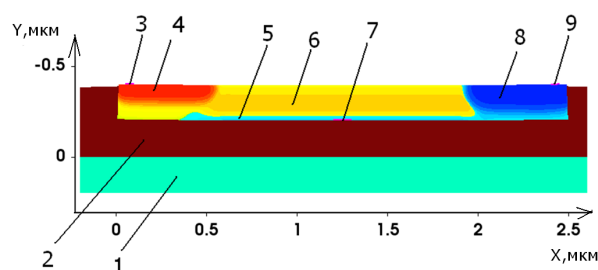


Рис. 2. Модель исследуемого стабилитрона npn -типа, где коллаж отображает степень легирования примесью областей (красный и желтый цвет соответствуют примеси фосфора, синий и голубой — соответствуют примеси бора), где 1 — кремниевый нижний слой структуры КНИ; 2 — захороненный оксид кремния; 3 — контакт к катоду стабилитрона; 4 — сильнолегированный катод стабилитрона; 5 — нижний слой горизонтального $p-n$ -перехода средней области стабилитрона; 6 — верхний слой горизонтального $p-n$ -перехода средней области стабилитрона; 7 — контакт к нижнему слою $p-n$ -перехода; 8 — сильнолегированный анод стабилитрона; 9 — контакт к аноду стабилитрона

Результаты моделирования и обсуждение

При приложении обратного смещения на $p-n$ -переход область пространственного заряда расширяется, при этом уровни зон проводимости и валентной зоны изменяют свое положение, что приведет к изменению концентрации носителей заряда [2].

На рис. 3 представлены вольт-амперные характеристики стабилитрона $n+n-p$ -типа.

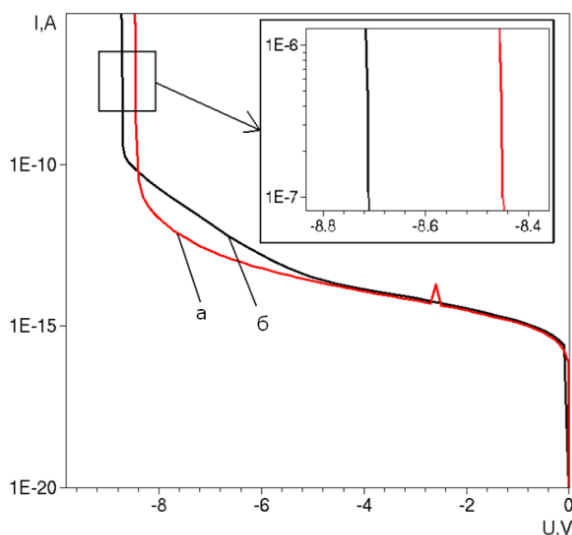


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики стабилитрона $n+n-p$ -типа, при напряжении на управляющем контакте $-0,5$ В (а); напряжении на управляющем контакте 0 В (б)

Как следует из рисунка, при изменении напряжения на управляющем контакте на $0,5$ В, рабочее напряжение стабилитрона смещается на $0,28$ В. Использование стабилитронов с управляющим контактом позволяет осуществлять подстройку напряжения смещения в схемах, подверженных воздействию внешних факторов.

Гамма-воздействие

При воздействии гамма-излучения на границе раздела гетероэпитаксиального слоя кремния с диэлектриком подложки наводится положительный заряд

поверхностных состояний, который может приводить к изменению характеристик элементов схемы [3]. Посредством численного моделирования структуры стабилитрона $n+n-p$ -типа с концентрацией средней области ($3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) было получено, что для компенсации образованных положительных зарядов концентрацией $1 \cdot 5 \text{ см}^{-2}$ необходимо подать на управляющий контакт напряжение $-0,2$ В.

Заключение

Разработана конструкция нового типа стабилитрона на (КНИ), рабочим напряжением которого можно управлять и тем самым компенсировать уход этой характеристики вследствие внешнего воздействия.

Данная конструкция стабилитрона перспективна для использования в радиационно-стойких интегральных схемах.

Литература

1. Т. А. Шоболова, Е. Л. Шоболов, С. И. Суродин, В. А. Герасимов, А. В. Боряков, патент №2783629 опубл.15.11.2022, Стабилитрон на структуре «Кремний на изоляторе».
2. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. Пер. с англ. ; 2-е перераб. и доп. Изд. – М. : Мир, 1984. – 456 с.
3. Т. А. Шоболова, Т. А. Шоболов, А. В. Боряков, В. В. Гасенин. Исследование влияния гамма-воздействия на токи утечки транзисторов с проектными нормами 100 нм // Электронная техника. Серия 2. Полупроводниковые приборы. Вып. 2 (265). 2022. С. 10–17.

Получение нанокристаллической CVD алмазной пленки, легированной ионами Eu^{3+}

Е. Б. Юдина^{1,*}, А. А. Алексенский¹, С. А. Богданов², С. С. Букалов³, Л. А. Лейтес³, Д. Б. Радищев², А. Л. Вихарев², А. Я. Вуль¹

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021

² Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

³ Институт элементоорганических соединений им. А. Н. Несмеянова РАН, ул. Вавилова, д. 28, Москва, 119334

* yudina@mail.ioffe.ru

Представлены результаты экспериментов, направленных на формирование люминесцентных центров $\text{Eu}(\text{III})$ в алмазных пленках, получаемых методом химического осаждения из газовой фазы (CVD метод). Новизна разработанного подхода основана на использовании алмазных наночастиц с поверхностью, модифицированной ионами Eu^{3+} , в качестве центров зародышеобразования. Нанокристаллическая алмазная пленка (НКА), легированная ионами Eu^{3+} , выращена на кремниевой подложке при химическом осаждении из газовой смеси, активируемой СВЧ-излучением с частотой 2.45 ГГц. Введение ионов Eu^{3+} в структуру НКА подтверждается спектрами фотолюминесценции, демонстрирующими несколько электронных переходов иона Eu^{3+} .

Введение

Внедрение атомов редкоземельных элементов (РЗЭ) в кристаллическую решетку алмаза представляет собой нетривиальную задачу, осложненную двукратной разницей в ионных радиусах углерода и атомов РЗЭ. Решение данной задачи позволило бы создавать оптически- и магнитно-активные материалы, отличающиеся высокими показателями теплопроводности, твердости, химической, радиационной и износостойкости благодаря алмазной матрице.

Известны лишь несколько публикаций, в которых предлагаются различные методы внедрения примеси РЗЭ в структуру алмаза: введение соединения РЗЭ в процессе CVD роста [1, 2], ионная имплантация [3] и синтез алмаза с металлом РЗЭ при высоких температурах и давлениях [4].

В данной работе излагается новый подход, нацеленный на создание центров люминесценции $\text{Eu}(\text{III})$ в нанокристаллической CVD алмазной пленке. Особенностью разработанного подхода является использование алмазных наночастиц с поверхностью, модифицированной ионами Eu^{3+} в качестве центров зародышеобразования.

Методика эксперимента

Описание экспериментальной установки приводится в работе [5]. Параметры роста алмазной пленки: давление 34 Торр, скорость потока газа 200 $\text{см}^3/\text{мин}$, мощность СВЧ-излучения 1.05 кВт, температура подложки 720 °С. Процесс CVD роста состоит из двух стадий (рис. 1).

На первой стадии на кремниевую подложку наносилились наноалмазные частицы детонационного синтеза (ДНА), которые выступали в качестве центров роста первого слоя НКА. На второй стадии на первый слой НКА наносились частицы ДНА с поверхностью, модифицированной ионами Eu^{3+} (ДНА-Eu), для CVD роста второго, легирующего, слоя НКА.

Результаты и обсуждения

Полученная НКА-пленка исследована методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) и фотолюминесцентной (ФЛ) спектроскопией.

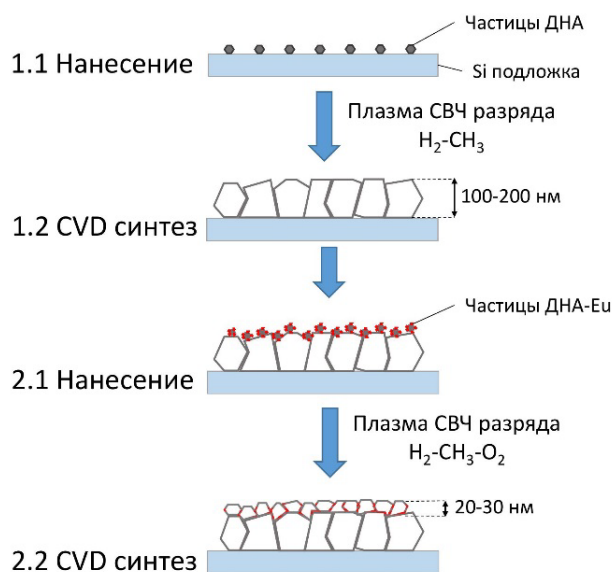


Рис. 1. Схема CVD синтеза НКА-пленки, легированной $\text{Eu}(\text{III})$

Из изображений СЭМ установлено, что первый слой представляет сплошную пленку, состоящую из алмазных кристаллитов размером 100–200 нм. Второй слой представляет отдельные и сросшиеся 20–30 нм кристаллиты, покрывающие первый слой НКА.

Спектры КР различных участков НКА-пленки позволили выявить химическую неоднородность поверхности пленки. Параметры КР линии при 1332 см^{-1} , соответствующей колебаниям алмазной решетки, характерны для типичной НКА-пленки, выращенной на кремниевой подложке.

Спектры ФЛ (рис. 2) различных участков поверхности НКА-пленки демонстрируют полосы, относящиеся к внутрицентровым электронным переходам иона Eu^{3+} . Таким образом, наличие люминесценции иона Eu^{3+} по всей поверхности пленки указывает на равномерное распределение атомов европия во втором слое НКА предположительно на границах алмазных кристаллитов [6].

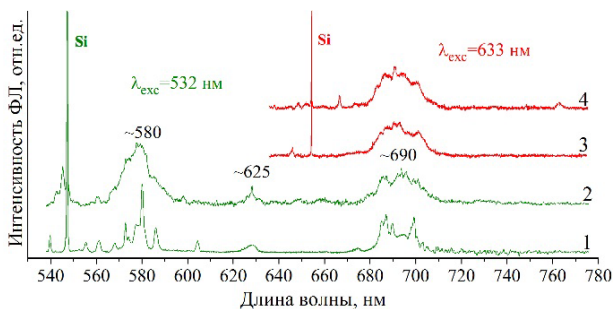


Рис. 2. Спектры ФЛ НКА-пленки, выращенной с использованием частиц ДНА-Eu. Номерами 1–4 обозначены различные участки на поверхности НКА-пленки. Полоса ~ 580 нм относится к переходам ${}^5D_0-{}^7F_1$, ~625 нм — переходам ${}^5D_0-{}^7F_2$ и ~690 нм — переходам ${}^5D_0-{}^7F_4$

Заключение

Осуществлен синтез нанокристаллической алмазной CVD пленки, легированной европием(III). В качестве зародышей роста легирующего слоя использовались частицы наноалмаза с поверхностью, модифицированной ионами Eu^{3+} . Методом фотолюминесценции подтверждается введение ионов Eu^{3+} в структуру алмазной пленки.

Финансирование

Работа Е. Б. Юдиной выполнена в рамках государственного задания № FFUG-2022-0012. Работа С. С. Букалова и Л. А. Лейтес поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-03-2023-642).

Литература

1. A. Magyar, W. Hu, T. Shanley *et al.* // Nat. Commun., **5**, 3523 (2014).
2. V. S. Sedov, S. V. Kuznetsov, V. G. Ralchenko *et al.* // Diam. Relat. Mater., **72**, 47 (2017).
3. J. Cajzl, P. Někviňová, A. Macková *et al.* // Micromachines, **9**, 316 (2018).
4. E. A. Ekimov, I. P. Zibrov, S. A. Malykhin *et al.* // Inorganic Materials, **53**, 809 (2017).
5. S. A. Bogdanov, A. M. Gorbachev, A. L. Vikharev *et al.* // Diam. Relat. Mater., **97**, 107407 (2019).
6. D. E. P. Vanpoucke, S. S. Nicley, J. Raymakers *et al.* // Diam. Relat. Mater., **94**, 233 (2019).

Спектро-кинетические характеристики ФЛ Ge(Si) островков в двумерных фотонных кристаллах с различной глубиной отверстий

А. Н. Яблонский^{1,*}, В. Е. Захаров¹, Д. В. Юрасов¹, А. В. Новиков¹, М. В. Шалеев¹, Д. В. Шенгуров¹, Е. Е. Родякина^{2,3}, Ж. В. Смагина²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

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

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

* yablonsk@ipmras.ru

Исследованы спектро-кинетические характеристики ФЛ SiGe структур с наноструктурами, встроенными в двумерные фотонные кристаллы (ФК). Для определения основных факторов, влияющих на процессы рекомбинации носителей заряда в Ge(Si) островках, рассмотрена зависимость спектро-кинетических характеристик ФЛ островков от различных параметров ФК, в частности от глубины травления отверстий, формирующих ФК. Рассмотрены возможные пути снижения влияния безызлучательной рекомбинации носителей заряда (и, как следствие, дополнительного повышения эффективности ФЛ) за счет оптимизации параметров и условий получения структур с ФК.

Введение

В настоящее время одним из актуальных направлений исследований в области фотоники является модификация взаимодействия излучения с веществом за счет использования микрорезонаторов и фотонных кристаллов (ФК) [1]. Данные исследования направлены на создание элементов фотоники, включая лазеры, размеры которых были бы сравнимы или меньше рабочих длин волн, что является важной задачей для развития интегральной оптоэлектроники. В работе представлены результаты исследования структур с Ge(Si) островками, встроенными в двумерные ФК, в которых в результате взаимодействия островков с модами ФК наблюдается значительное возрастание интенсивности фотолуминесценции (ФЛ) в спектральном диапазоне 1.1–1.7 мкм по сравнению с исходными планарными структурами [2]. Для выявления основных факторов, влияющих на эффективность и люминесцентные свойства структур с Ge(Si) островками в ФК, рассмотрены спектро-кинетические характеристики ФЛ полученных структур в зависимости от параметров ФК, в частности от глубины травления отверстий, формирующих ФК.

Результаты и их обсуждение

Структуры с Ge(Si) островками были выращены методом МПЭ при температуре 600 °С на подложках кремний-на-изоляторе (SOI) и содержали 5 слоев островков, разделенных слоями Si. Суммарная толщина структуры поверх слоя SiO₂ составляла 335 нм. На полученных структурах методами электронной литографии и плазмохимического травления формировались ФК с различными периодами a и радиусами отверстий r (рис. 1, а). Ранее было показано, что для Ge(Si) островков, встроенных в ФК, наряду с резким возрастанием интенсивности ФЛ наблюдается существенное сокращение времени спада ФЛ по сравнению с исходными планарными структурами [3]. Для исследования зависимости ФЛ от параметров ФК путем варьирования времени травления были получены структуры с различной глубиной отверстий, формирующих ФК ($h = 80$ –335 нм). В данной работе исследовались ФК размером 100×100 мкм с периода-

ми $a = 550$ и 600 нм и радиусами отверстий $r = 110$ и 150 нм. Исследование ФЛ осуществлялось методом спектроскопии микро-ФЛ с временным разрешением ~ 0.1 нс. Для возбуждения ФЛ использовался импульсный лазер с длиной волны 532 нм, длительностью импульсов ~ 10 пс и частотой повторения 1 МГц. Регистрация спектров и временных зависимостей ФЛ осуществлялась с помощью решеточного монохроматора, фотоприемника на основе NbN и системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов. Измерения проводились при температуре 300 К.

Как видно из рис. 1, б и рис. 2, даже при глубине отверстий ФК меньше толщины верхнего (покровного) слоя Si (135 нм) интенсивность ФЛ островков в ФК возрастает примерно на порядок по сравнению с исходной структурой без ФК (кривые " $h = 80$ нм"). При этом вид спектра и кинетика ФЛ практически не изменяются и возрастание интенсивности ФЛ связывается с нарушением полного внутреннего отражения и улучшением эффективности вывода излучения из структуры. Формирование мод ФК при увеличении глубины отверстий приводит к дальнейшему возрастанию интенсивности ФЛ островков в ФК и возникновению характерных узких линий в спектрах ФЛ (рис. 1, б). При этом наблюдается монотонное уменьшение времени спада ФЛ с увеличением глубины отверстий ФК (с 3 нс при $h = 0$ и 80 нм до 0.35 нс при $h = 335$ нм, рис. 2), что связывается с усилением вклада безызлучательной рекомбинации носителей заряда при увеличении эффективной площади поверхности ФК.

Максимальный сигнал ФЛ Ge(Si) островков в ФК наблюдается при глубине травления отверстий ФК $h = 210$ нм, что приблизительно соответствует глубине залегания нижнего слоя островков. Дальнейшее увеличение глубины отверстий ФК приводит к падению как времени спада, так и интенсивности ФЛ (кривые «280 нм» и «335 нм» на рис. 2). Таким образом, показана возможность повышения эффективности ФЛ Ge(Si) островков, встроенных в ФК, за счет выбора оптимальной глубины травления отверстий, формирующих ФК. Предполагается, что дальнейшая оптимизация структур может быть связана с существенным снижением вклада безызлучательной

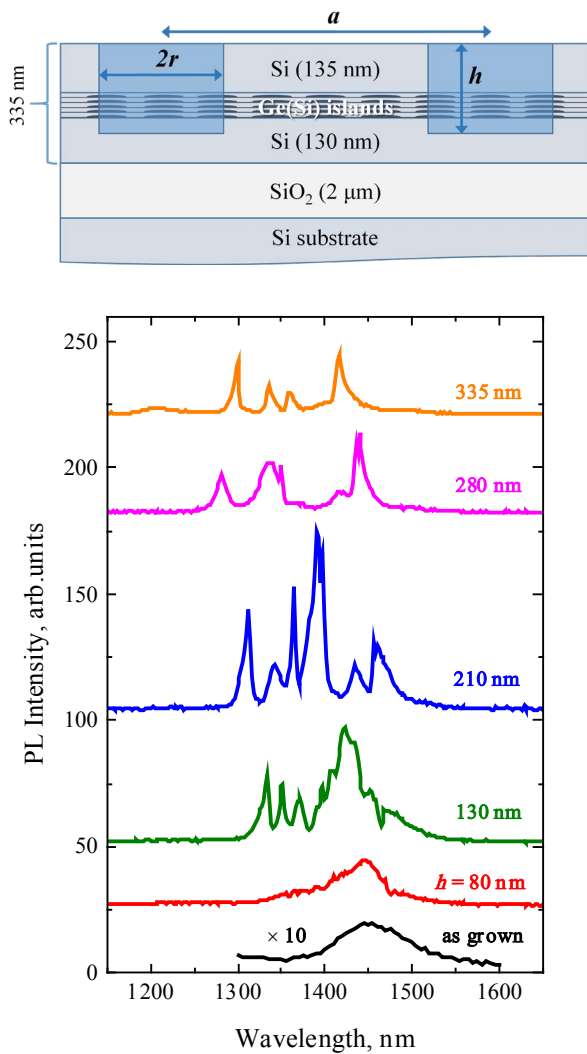


Рис. 1. Вверху — схематичное изображение структуры с Ge(Si) островками в ФК (a — период ФК, r — радиус отверстий ФК, h — глубина отверстий ФК); внизу — спектры ФЛ Ge(Si) островков в исходной структуре и в ФК с различной глубиной отверстий $h = 80\text{--}335$ нм ($a = 550$ нм, $r = 110$ нм)

рекомбинации носителей заряда в островках за счет увеличения глубины залегания активного слоя с Ge(Si) островками и толщины покровного слоя Si и формирования ФК в этом слое.

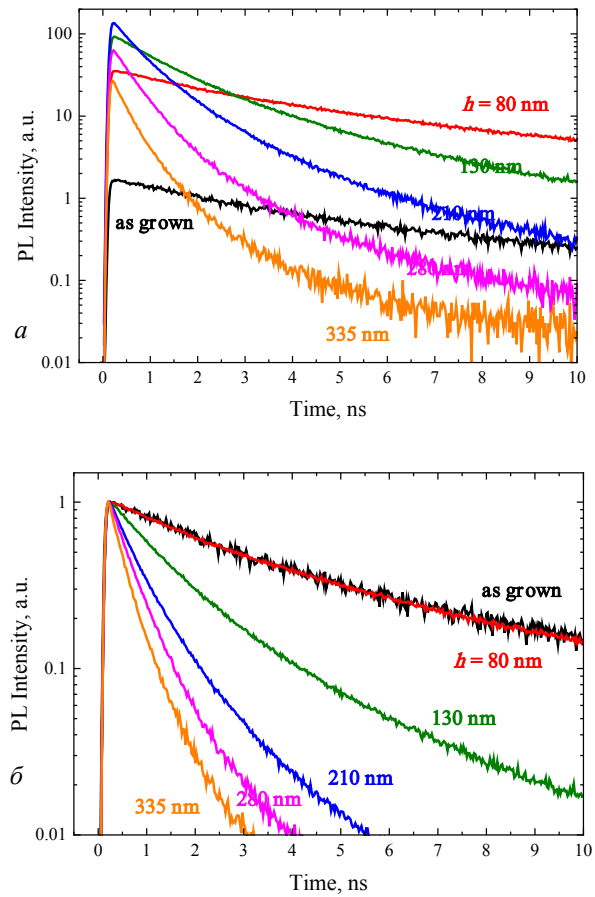


Рис. 2. Временные зависимости ФЛ Ge(Si) островков в исходной структуре и в ФК с различной глубиной отверстий $h = 80\text{--}335$ нм (a); те же зависимости, нормированные на максимум интенсивности ФЛ (b)

Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 19-72-10011)

Литература

1. J. Wang, et al. // Sci. Bull., 63, 1267 (2018).
2. A. Mahdavi, et al. // Sci. Rep., 6:25135 (2016).
3. А. Н. Яблонский, и др. // ФТП, 54, 1150 (2020).

Необычный квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме со слоями HgTe шириной 8.5 нм

М. В. Якунин^{1,*}, В. Я. Алешкин², С. М. Подгорных¹, В. Н. Неверов¹, М. Р. Попов¹, Н. Н. Михайлов³, С. А. Дворецкий³

¹ Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219

² Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

³ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090

* yakunin@mail.ru

Для анализа обнаруженной ранее специфической структуры магнитотранспорта в двойной квантовой яме со слоями HgTe толщиной 8.5 нм рассчитана картина уровней Ландау, а также проведен анализ магнитосопротивления в слабых магнитных полях в модели двух типов дырок. Показано, что наблюдаемый ступенеобразный ход холловского магнитосопротивления вокруг нуля магнитного поля может быть объяснен исчезающе малой концентрацией высокоподвижных дырок в центральном максимуме валентной подзоны, а выход ступени сразу на плато $i = 1$ квантового эффекта Холла в слабом поле $B \approx 0.2$ Тл обусловлен тем, что соответствующая щель находится не внутри традиционного одного веера уровней, а это есть расстояние между боковым максимумом и аномальными уровнями.

Введение

Двойная квантовая яма (ДКЯ) — это удобный объект для исследования межслойных взаимодействий. Если же это ДКЯ в гетеросистеме HgTe/CdHgTe, то инверсная природа энергетического спектра в HgTe позволяет создавать необычные варианты энергетического спектра, что можно использовать для фундаментальных исследований самих физических явлений в нетрадиционных условиях.

Так, при критической толщине слоев HgTe $d_w = 6.5$ нм, когда в ДКЯ формируется энергетический спектр, похожий на спектр двуслойного графена, была обнаружена необычная возвратная структура квантового эффекта Холла (КЭХ) [1, 2]. Было показано, что найденная специфика обусловлена сочетанием следующих факторов: наличие бокового максимума в валентной зоне с присущей ему высокой плотностью состояний, который стабилизирует положение уровня Ферми E_F ; наложение этого максимума на спектр подзоны легких дырок и существование в КЯ HgTe аномальных уровней Ландау (УЛ).

В представляемом докладе описаны результаты магнитотранспортных исследований ДКЯ в той же системе, но со слоями HgTe несколько большей толщины: $d_w = 8.5$ нм [3]. В одиночной яме такой ширины имеет место инвертированное расположение подзон, однако уровни типа E состояний с преимущественно сферическими волновыми функциями опускаются еще не очень глубоко, поэтому остаются в активном диапазоне энергетического спектра. Здесь при дырочном типе проводимости обнаружена ступенеобразная структура холловского магнитосопротивления $\rho_{yx}(B)$ с почти вертикальным ростом вокруг нуля и дальнейшим ходом, близким к первому плато КЭХ ($i = 1$) при $\rho_{yx} = h/e^2$.

Анализ

Наличие двух разных интервалов в холловском магнитосопротивлении (МС), $\rho_{yx}(B)$, когда в первом интервале наблюдается параболическая зависимость продольного МС $\rho_{xx}(B)$, могут указывать на магнитотранспорт с участием двух типов носителей. Не-

обычным здесь выглядит то, что этот интервал крайне узок. Результаты подгонки под два типа дырок с радикально различающейся подвижностью [3] представлены на рис. 1. Найденная исчезающе малая величина p_1 соответствует очень малому заполнению центрального максимума валентной подзоны, что вполне реально, см. далее рис. 2, а.

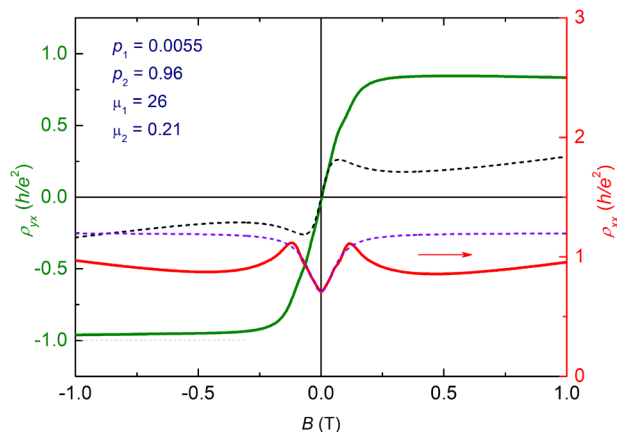


Рис. 1. Холловское и продольное МС. Подгонка под классический магнитотранспорт с двумя типами дырок (штриховые) концентрацией p_1 и p_2 (в единицах 10^{15} м^{-2}) с подвижностью μ_1 и μ_2 (в $\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$)

Эволюцию МС и отклонения от расчетов, представленных на рис. 1, можно описать следующим образом. В самых слабых магнитных полях классические расчеты работают. Но с ростом поля в энергетическом спектре проявляются щели между УЛ, и когда E_F попадает в такую щель, то $\rho_{xx}(B)$ устремляется к нулю, а $\rho_{yx}(B)$ — к выходу на плато КЭХ. Необычность картины МС здесь в том, что $\rho_{yx}(B)$ сразу стремится к выходу на плато $i = 1$ с самых малых полей.

Как видно из рассчитанных спектра и картины УЛ (рис. 2), специфика здесь в том, что (i) наимышними дырочными УЛ здесь являются два аномальных УЛ, выходящие из края подзоны проводимости, и (ii) до определенной величины поля E_F стабилизирован у края бокового максимума валентной подзоны. Поэтому траектория $E_F(B)$ здесь — это не есть однородная серия ступенек внутри одиночного веера

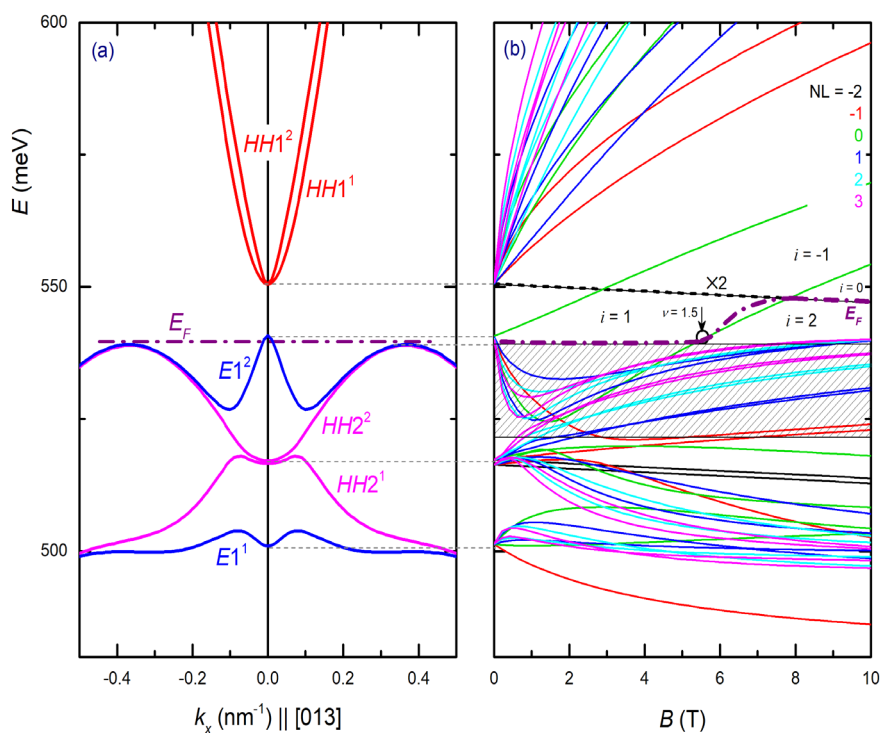


Рис. 2. Энергетический спектр (а) и картина уровней Ландау (b) в исследуемой ДКЯ

УЛ, как это имеет место в традиционной зоне проводимости, а при p -типе проводимости после выхода из веера легких дырок центрального максимума она сразу, в самых малых полях, попадает в запрещенную зону, которая здесь соответствует щели с номером $i = 1$.

Литература

1. М. В. Якунин, С. С. Криштопенко, С. М. Подгорных *и др.* // Письма в ЖЭТФ, **104**, 415 (2016).
2. M. V. Yakunin, S. S. Krishtopenko, S. M. Podgornykh *et al.* // Physical Review B, **102**, 165305 (2020).
3. М. В. Якунин, В. Я. Алешкин, С. М. Подгорных *и др.* // Письма в ЖЭТФ, **116**, 378 (2022).

Связь содержания Cd в барьерах КЯ HgTe/CdHgTe и характеристик стимулированного излучения в диапазоне 3–5 мкм

А. А. Янцер^{1,2,*}, К. Е. Кудрявцев^{1,2}, С. В. Морозов^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский район, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

* yantser@ipmras.ru

Для спектроскопии требуются источники в качестве полупроводниковых лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона, работающие в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм. Гетероструктуры HgTe/CdHgTe могут стать основой для таких источников, однако они пока не могут работать при комнатной температуре. В настоящей работе мы хотим проверить влияние оже-процессов с выбросом носителей в барьеры. Для этого были исследованы структуры с разным процентным содержанием Cd в барьерах, которое было оценено по результатам ИК-спектроскопии пропускания. Исследование стимулированного излучения показало, что увеличение количества Cd в составе барьеров КЯ никак не повлияло на максимальную температуру.

Введение

Для мониторинга окружающей среды требуются полупроводниковые лазеры среднего инфракрасного (ИК) диапазона, работающие в окне прозрачности атмосферы 3–5 мкм, так как в этом диапазоне лежит большое число линий поглощения газов-поллютантов [1]. На данный момент лучшими характеристиками среди полупроводниковых источников среднего ИК-диапазона обладают квантово-каскадные лазеры (ККЛ), способные работать в непрерывном режиме при комнатной температуре [2]. Однако из-за технологических сложностей роста ККЛ активно разрабатываются альтернативные межзонные излучатели диапазона 3–5 мкм. Основным препятствием для разработки межзонных полупроводниковых лазеров среднего ИК-диапазона является оже-рекомбинация, которая приводит к резкому росту порога лазерной генерации с температурой. В гетероструктурах на основе HgTe/CdHgTe (КРТ) процессы, которые являются аналогом объёмной оже-рекомбинация, подавлены, но могут присутствовать другие — беспороговые и резонансные. Электроны в ходе беспороговых процессов выбрасываются в континуум барьерных слоёв, а в ходе резонансных переходят на более высокий уровень размерного квантования. Поскольку в длинноволновых структурах ширина запрещенной зоны мала, то эти процессы невозможны, но при рассмотрении структур, излучающих в диапазоне 3–5 мкм, их нужно учитывать.

Цель данной работы — определить влияние беспороговых оже-процессов на характеристики стимулированного излучения (СИ) в гетероструктурах на основе HgCdTe в диапазоне 3–5 мкм при высоких температурах. Для этого была выращена серия структур с разным содержанием Cd в барьерах квантовых ям (КЯ) HgTe/CdHgTe. Из-за разного разрыва зон между материалами КЯ и барьера беспороговые оже-процессы в этих структурах должны возникать при разных температурах.

Методика эксперимента

Структуры, исследуемые в этой работе, выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полужолирующих подложках GaAs (013) [3] с буфера-

ми ZnTe и CdTe. Все структуры имеют разную общую толщину, которая варьируется в диапазоне от 680 нм до 950 нм и определяется толщиной волноводных слоев $Hg_{x-1}Cd_xTe$, которые служат для оптического удержания моды TE_0 вблизи активной области структуры (рис. 1). Активная область состоит из 10 квантовых ям (КЯ) $Hg_{y-1}Cd_yTe$, разделенных 30-нм барьерами $Hg_{x-1}Cd_xTe$. Структуры отличаются содержанием кадмия, x_{Cd} в обкладочных слоях КЯ.

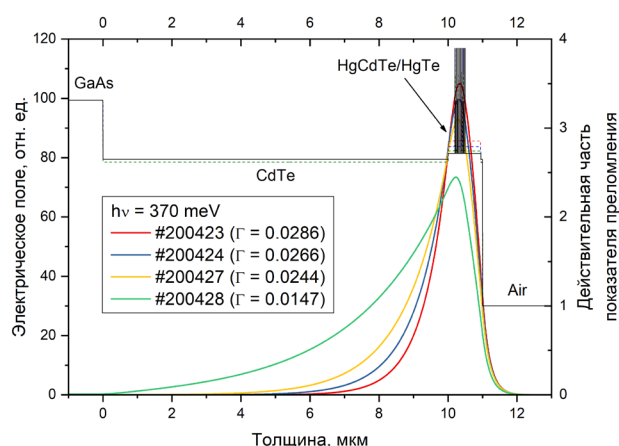


Рис. 1. Значения показателя преломления в и распределение электрического поля TE_0 -моды в исследуемых структурах

Излучение исследовалось в криостате при различных температурах. Оптическое возбуждение структур обеспечивалось параметрическим генератором света ближнего ИК-диапазона с Nd:YAG накачкой, который обеспечивает мощные импульсы (с пиковой интенсивностью до 400 кВт/см^2) длительностью 10 нс и имеет перестраиваемую длину волны от 1 до 2.3 мкм. Излучение полностью покрывало образец. Стимулированное излучение структуры собиралось с торца образца и направлялось в фурье-спектрометр Bruker Vertrex 80v, снабженный фотоэлектрическим HgCdTe детектором.

Результаты и обсуждение

Согласно расчётам зонного спектра, в узких КЯ HgTe/CdHgTe состав барьерных слоев слабо влияет

на ширину запрещенной зоны структуры. Однако состав определяет энергию высоких уровней размерного квантования и разрыв зон на гетерограницах, поэтому влияет на скорость резонансных и беспороговых оже-процессов. Чтобы знать точно содержание Cd в барьерных слоях необходимо провести дополнительную постростовую характеризацию структур.

Используя фурье-спектрометр, мы измерили спектры пропускания исследуемых структур (рис. 2), на которых отчетливо видно начало межзонного поглощения в барьерах. Уточненное содержание Cd в барьерах КЯ указано в табл. 1.

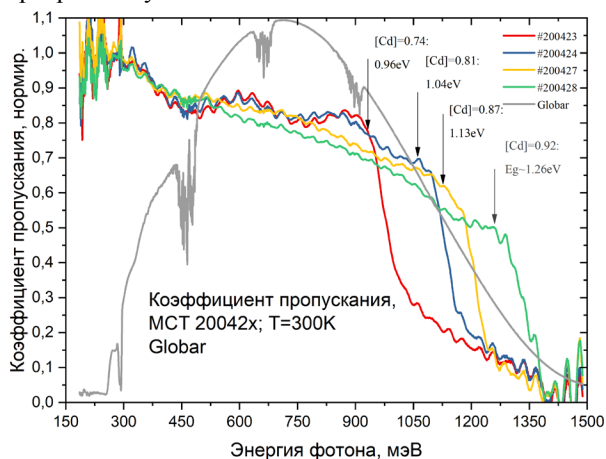


Рис. 2. График зависимости коэффициента пропускания от энергии фотона для исследуемых структур

Таблица 1. Концентрация Cd в барьерах КЯ структур 20042X

Структура	200423	200424	200427	200428
Содержание Cd, %	74	81	87	92

На рис. 3 показаны спектры СИ структуры 200424 с составом 0,81. Максимальная температура СИ в этой структуре составляет 210 К. Эта температура не выше, чем та, что наблюдалась в структуре с составом барьера 74% (210 К), несмотря на то, что увеличение состава ($[Cd] > 80\%$ в барьерных слоях) приводит к увеличению разрыва зон на гетерогранице,

и поэтому беспороговые процессы должны возникать при более высокой температуре. Поскольку в эксперименте увеличение температуры не наблюдалось ни для одной из структур с составом барьера $x_{Cd} > 0.75$, можно сделать вывод, что максимальная температура определяется не беспороговыми оже-процессами.

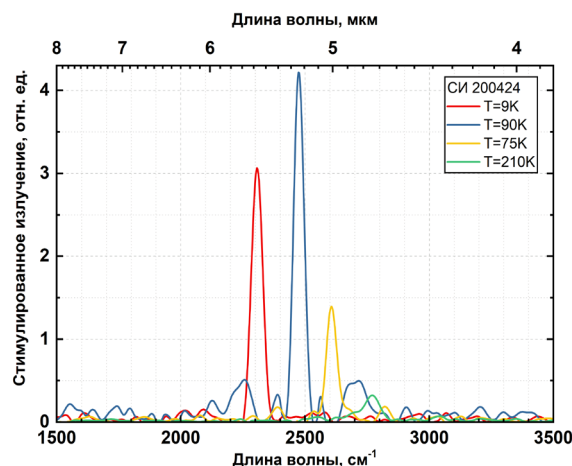


Рис. 3. Стимулированное излучение структуры 200424 при различных температурах

Рост структур проводился в Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (Новосибирск) группой Н. Н. Михайлова.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (грант 22-12-00310).

Литература

1. I. E. Gordon *et al.* // J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transf., **203**, 3–69 (2017).
2. N. Bandyopadhyay *et al.* // Appl. Phys. Lett., **101**(24), 241110 (2012).
3. N. N. Mikhailov *et al.* // J. Nanotechnology, **3**, 120–130 (2006).

СЕКЦИЯ 5

Многослойная и кристаллическая рентгеновская оптика

Термическая стабильность бериллия в периодических многослойных зеркалах при термическом отжиге в вакууме и атмосфере окружающей среды

Г. Д. Антышева^{1,2,*}, Н. Кумар^{2,**}, А. В. Нежданов³, Р. С. Плешков²,
В. Н. Полковников², Н. И. Чхало²

¹Факультет радиофизики, ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

³Лаборатория функциональных наноматериалов, ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород 603950

*sikretnoo@mail.ru, ** kumar@ipmras.ru

Периодические многослойные зеркала на основе бериллия нанометровой толщины широко применяются в экстремальных ультрафиолетовых и рентгеновских диапазонах длин волн. В этой работе термическая стабильность и микроструктура бериллия в многослойных зеркалах Mo/Be и W/Be после термического отжига в вакууме и в окружающей атмосфере была изучена методом комбинационного рассеяния путем анализа сдвига частоты и ширины линии поперечной оптической моды бериллия.

Введение

Термостабильность является технологически важной характеристикой многослойных зеркал нанометровой толщины для эффективного применения в нескольких областях, включая нанолитографию и синхротронные установки [1, 2]. Было показано, что многослойные зеркала на основе бериллия Mo/Be [3, 4] и W/Be [4, 5] являются термически стабильными по сравнению с зеркалами на основе кремния (Si). Однако в многослойных пленках микроструктура слоев с низким содержанием z-бериллия и высоким содержанием z-металлов, таких как молибден и вольфрам, была чувствительна к толщине, аморфная фаза наблюдалась в более тонких слоях, с увеличением толщины наблюдалась поликристаллическая фаза как пленок с низким, так и с высоким содержанием z [3–5]. Поликристаллическая фаза таких металлов была более термически стабильна из-за меньшей свободной энергии и более высокой термической активности по сравнению с зеркалами на основе кремния.

Микроструктурная стабильность и устойчивость к изменению фазы при термическом отжиге напрямую соответствуют сохранению толщины слоев/периодов, а также защищают от диффузии через границы раздела.

Исследование микроструктуры бериллия с использованием дифракционных методов довольно затруднительно из-за низкой атомной массы и плохого дифракционного поперечного сечения. Напротив, комбинационное рассеяние света является эффективным методом для изучения физических свойств кристаллической, а также аморфной фазы бериллия и их оксидных фаз.

Решетка бериллия имеет два атома в примитивной ячейке, расположенной в узлах (1/3, 2/3, 1/4) и (2/3, 1/3, 3/4), и шесть колебательных мод $A_{2u} + B_{1g} + E_{1u} + E_{2g}$ с волновым вектором $k = 0$. Активной к комбинационному рассеянию является единственная двойная вырожденная поперечная оптическая (ПО) мода E_{2g} [3–6], другие фононные моды бериллия также могут быть активны при волновом векторе $k \neq 0$.

В этой работе с помощью метода комбинационного рассеяния были проведены исследования термической стабильности и микроструктуры многослойных зеркал Mo/Be и W/Be в условиях отжига в вакууме и окружающей атмосфере.

Экспериментальная часть

Многослойные зеркала Mo/Be и W/Be были нанесены методом магнетронного напыления при постоянном токе на монокристаллические подложки Si (100) с общим числом периодов 50. Толщина периода составляла 5,87 и 6,01 нм, а толщина бериллия 3,39 и 3,49 в многослойных зеркалах Mo/Be и W/Be соответственно, которые были измерены с помощью рентгеновской дифракции (дифрактометр PANalytical X'Expert PRO), при излучении CuK_{α} -линии. Термический отжиг образцов проводили в двух различных средах: в вакууме при давлении $3 \cdot 10^{-6}$ мбар и в условиях окружающей атмосферы при температуре 300 °C.

Для исследования микроструктуры бериллия и окисления металлических слоев в зеркалах был использован метод комбинационного рассеяния света с помощью спектрометра NTEGRA NT-MDT (Зеленоград, Москва) через оптический микроскоп с использованием длины волны лазерного возбуждения 473 нм и спектральным разрешением $0,85 \text{ см}^{-1}$. Мощность несфокусированного лазера измерялась с помощью фотоприемника Si 11PD100-Si (Standa Ltd), плотность мощности лазера составляла около $5 \cdot 10^{-3} \text{ МВт/см}^2$ и была достаточно низкой, чтобы избежать нагрева образца.

Результаты и их обсуждение

Результаты комбинационного рассеяния бериллия, встроенного в многослойные зеркала Mo/Be и W/Be, показаны на рис. 1. Положение частоты и ширина пика ПО-моды является важной физической характеристикой для описания микроструктуры и кристаллических свойств бериллия [3–5]. В обоих многослойных образцах после осаждения наблюдалось почти одинаковое значение частотного положения ПО-моды бериллия, находящейся на 451 см^{-1} .

Однако после термического отжига положение пика этой моды в обоих образцах смещалось в красную сторону.

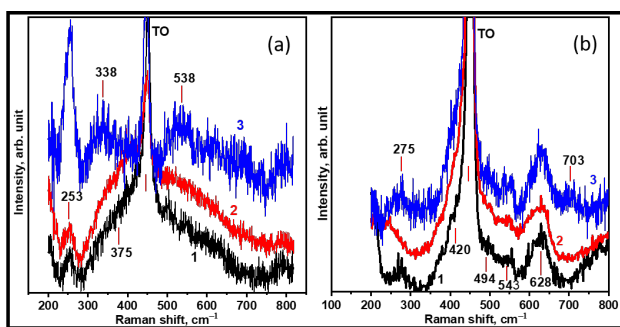


Рис. 1. Спектроскопия комбинационного рассеяния многослойных зеркал (a) Mo/Be и (b) W/Be; 1 — образцы после осаждения; после термического отжига при 300 °С в вакууме (2); в окружающих атмосферных условиях (3)

Ширина пика ПО-моды бериллия в образце W/Be незначительно уменьшалась после термического отжига по сравнению с осажденным образцом, такое поведение указывало на более высокую термическую стабильность. Однако в многослойном материале Mo/Be ширина пика этой моды была более узкой для образца после осаждения и отжига в атмосфере окружающей среды и сравнительно намного широкой для образца, отожженного в условиях вакуума. Для наглядности положение пика и его ширина в различных состояниях Mo/Be и W/Be, показаны в табл. 1.

Таблица 1. Положение частоты и ширина пика ПО моды бериллия в многослойных Mo/Be и W/Be без отжига, с отжигом в вакууме и в окружающей атмосфере

	Положение пика ПО моды, см ⁻¹		Ширина пика ПО моды, см ⁻¹	
	Mo/Be	W/Be	Mo/Be	W/Be
Без отжига	451.2	451.0	12.4	13.9
Отжиг в вакууме	448.0	450.0	18.8	13.3
Отжиг в окружающей атмосфере	447.0	449.8	11.6	13.0

На основании полученных результатов можно отметить, что красное смещение частоты и сужение ширины пика ПО-моды характерны для релаксации деформации и уничтожения дефектов бериллия в многослойных образцах. Однако образец Mo/Be, термически отожженный в вакууме, показал гораздо большую ширину пика и красное смещение ПО-

моды, это можно объяснить декристаллизацией во время релаксации деформации, что актуально, когда релаксация деформации происходит намного быстрее, чем кристаллизация, кроме того, кристаллизация материалов прерывается, если диффузия происходит гораздо быстрее. Другие несколько пиков в спектрах комбинационного рассеяния света принадлежат различным оксидам вольфрама, молибдена и бериллия, интенсивность некоторых оксидных пиков становится сильнее после термического отжига.

Выводы

Периодические многослойные зеркала Mo/Be и W/Be были нанесены методом магнетронного напыления на кремниевые подложки. Для изучения термической стабильности многослойные материалы подвергались термическому отжигу в вакууме и в условиях окружающей атмосферы при температуре 300 °С. В большей степени было обнаружено, что поликристалличность и микроструктура бериллия стабильны в этих условиях отжига, исследованных методом комбинационного рассеяния. Релаксация деформации и аннигиляция дефектов бериллия наблюдались после отжига как в многослойных слоях Mo/Be, так и W/Be, за исключением образца Mo/Be после термического отжига в вакуумных условиях, который показал увеличение ширины пика ПО-моды, это указывает на увеличение концентрации дефектов и декристаллизацию. Необходима дополнительная работа, чтобы получить лучшую статистику и выводы, а также понять физические свойства при различных режимах отжига.

Работа проводилась в рамках Государственной программы № 0030-2021-0022.

Литература

1. P. N. Rao, M. Nayak, M. H. Modi et al. // J. Phys.: Conf. Ser., 425, 52023 (2013).
2. P. Naujok, K. Murray, S. Yulin et al. // Thin Solid Films, 642, 252 (2017).
3. N. Kumar, R. S. Pleshkov, A. V. Nezhdanov et al. // J. Phys. Chem. C, 125, 2729 (2021).
4. N. Kumar, G. D. Antisheva, A. V. Nezhdanov et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., 55, 245301 (2022).
5. N. Kumar, R. S. Pleshkov, A. V. Nezhdanov et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 23, 23303 (2021).
6. M. Kumar, C. Makepeace, C. Pardanaud et al. // Nucl. Mater. Energy, 17, 295 (2018).

Влияние кремниевых прослоек на структурные и отражательные характеристики Ni/Ti многослойных зеркал

Е. С. Антюшин*, Н. И. Чхало, В. Н. Полковников, Ю. А. Вайнер, Р. М. Смертин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*evgenyantyushin@ipmras.ru

В работе рассмотрено влияние буферных слоев Si на величину переходных слоев в системе Ni/Ti. Показано улучшение уровня переходного слоя при добавлении буферных слоев. Наибольшее влияние добавление буферного слоя Si оказывает при осаждении на границу Ti-on-Ni. При добавлении буферных слоев Si на обе границы одновременно происходит значительное уменьшение уровня переходных границ со значений σ (Ti-on-Ni) = 0,71 нм и σ (Ni-on-Ti) = 0,52 нм до значений σ (Ti-on-Ni) = 0,44 нм и σ (Ni-on-Ti) = 0,45 нм.

Введение

Холодные и ультра-холодные нейтроны широко используются для структурных исследований твердого тела. Имея сравнимую длину волны с рентгеновской дифракцией, нейтроны позволяют проводить уникальные исследования, недоступные рентгену. В частности, они чувствительны к low-Z materials, в то время как структурные исследования тонкопленочных систем в рентгене практически не возможны. Наличие собственного магнитного момента позволяет широко применять нейтронные методы для исследования магнитных материалов.

Основной проблемой нейтронно-физических исследований является относительно невысокие интенсивности нейтронных потоков, даже для самых современных строящихся источников [1]. Поэтому ключевое значение для эффективного использования нейтронных источников отводится к нейтронно-оптическим компонентам, обеспечивающим транспортировку, коллимацию, фокусировку и монохроматизацию нейтронных пучков. Как и в случае зеркальной рентгеновской оптики, для нейтронов наблюдается явление полного внешнего отражения. Для увеличения рабочих углов, и соответственно апертуры зеркал, используются многослойные интерференционные покрытия. Среди пар материалов широкое распространение получила система Ni/Ti [2].

В суперзеркала число пленок может превышать тысячу, а индивидуальные толщины пленок изменяются в широких пределах, от десятков до сотен ангстрем. Для большинства многослойных систем, особенно состоящих из пленок Металл1/Металл2, характерен рост шероховатости гетерограниц, как с увеличением толщины пленок, так и по мере роста многослойного стека. Поэтому для повышения эффективности отражения зеркал активно используются различные методы «инженерии интерфейсов». Одним из таких методов, который рассматривается в данной работе, является добавление буферных слоев на границы раздела материалов системы. В качестве буферных слоев использовался Si и осаждался на одну границу раздела материалов Ni и Ti и на обе границы раздела одновременно.

Многослойные структуры Ni/Ti без буферных слоев Si и с буферными слоями на границах раздела изготавливались методом магнетронного распыления при постоянном токе ($I_{Ni} = 0,6$ А, $I_{Ti} = 0,8$ А, $I_{Si} = 0,2$ А)

в среде чистого Ar (99,999) при давлении $\sim 0,1$ Па. Зеркала осаждались на гладкие (величина среднеквадратичной шероховатости $\sim 0,2$ нм) кремниевые пластины, применяемые в микроэлектронике. Структурные параметры зеркал определялись с использованием расширенной модели по данным малоугловой рентгеновской дифракции (длина волны 0,154 нм). Измерения на длине волны 0,154 нм проводились на лабораторном дифрактометре Philips X'Pert PRO.

Результаты

Период исследуемых зеркал Ni/Ti и Ni/Ti с буферными слоями Si составлял $d \sim 10$ нм. Соотношение толщин материалов Ni : Ti $\sim 1 : 1$. Толщина буферных слоев Si $\sim 0,3$ нм. Добавление толщины Si происходило путем уменьшения толщины слоя Ti при сохранении значения периода системы. На рис. 1 приведены картины малоугловой рентгеновской дифракции от образцов Ni/Ti, Ni/Ti с буферными слоями Si на одной границе раздела и Ni/Ti с буферными слоями Si на обеих границах раздела одновременно.

Исходно от системы Ni/Ti без буферных слоев, наблюдаются только шесть брегговских максимумов. При добавлении буферных слоев количество брегговских максимумов увеличивается вплоть до десяти, а также увеличиваются интенсивности пиков отражения. Данные изменения свидетельствуют об улучшении качества границ раздела в системе.

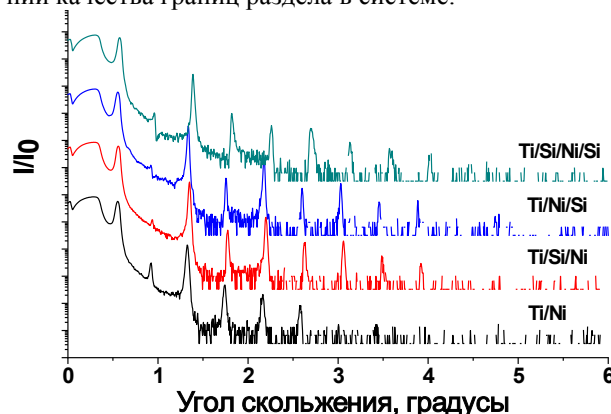


Рис. 1. Малоугловая рентгеновская дифракция от образцов Ni/Ti, Si/Ni/Ti, Ni/Si/Ti и Si/Ni/Si/Ti

В табл. 1 приведены значения переходных границ в системе Ni/Ti без буферных слоев Si и с буферными слоями Si, полученные в результате моделирования

кривых отражения на длине волны 0,154 нм. Пример моделирования кривых отражения приведен на рис. 2.

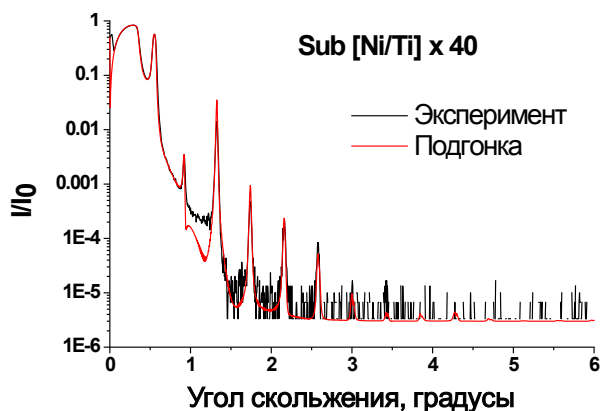


Рис. 1. Пример подгонки кривой отражения

Таблица 1. Значения переходных границ в системе Ni/Ti с буферными слоями Si и без буферных слоев

Структура	$\sigma(\text{Ni-on-Ti})$, нм	$\sigma(\text{Ti-on-Ni})$, нм
Sub[Ni/Ti]	0.52	0.71
Sub[Ni/Ti/Si]	0.5	0.49
Sub[Ni/Si/Ti]	0.54	0.49
Sub[Si/Ni/Si/Ti]	0.45	0.44

Как можно наблюдать, значения ширин переходных границ при добавлении буферных слоев Si в системе Ni/Ti изменились значительно: с $\sigma(\text{Ni-on-Ti}) = 0,52$ нм до $\sigma(\text{Ni-on-Ti}) = 0,45$ нм и $\sigma(\text{Ti-on-Ni}) = 0,71$ нм до $\sigma(\text{Ti-on-Ni}) = 0,44$ нм.

Выводы

Добавление буферных слоев Si на границы раздела материалов в системе Ni/Ti позволило улучшить ширины переходных границ: Ni-on-Ti с $\sigma = 0,52$ нм до $\sigma = 0,45$ нм и Ti-on-Ni с $\sigma = 0,71$ нм до $\sigma = 0,44$ нм. Такое улучшение физических характеристик системы позволит увеличить эффективность оптических компонент для нейтронных применений.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

Литература

1. H. Danared, M. Eshraqi and M. Jensen // Proceedings of HB-2016. 2016. P. 6–8.
2. M. Ay, C. Schanzer, M. Wolff and J. Stahn // Nucl. Instr. Meth. A. 2006. V. 562. P. 389–392.

Методы рентгеновского флуоресцентного микроанализа и рамановской спектроскопии для исследования депозитов натрия в мышечных тканях

И. А. Артюков^{1,*}, Г. П. Арутюнов², Д. О. Драгунов², Р. М. Фещенко¹, Н. Н. Мельник¹, Д. Х. А. Панэке¹, А. В. Соколова², В. В. Соколова¹, A. Gianoncelli³, S. Pollastri³

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991.

² Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова, ул. Островитянова, 1, Москва, 117997.

³ Elettra Sincrotrone, Area Science Park Basovizza, Trieste, 34149, Italy

*iart@lebedev.ru

В данной работе представлены результаты исследования химического состава тканей миокарда и поперечно-полосатых мышц крыс на клеточном уровне с использованием комбинации методов рентгеновской флуоресцентной микроскопии и рамановской спектроскопии.

Введение

Как известно, существует прямая связь между увеличением суточного потребления соли и ростом количества сердечно-сосудистых заболеваний, в том числе с летальным исходом (см., например, [1]). Концепция возможного депонирования натрия в коже и мышечной ткани впервые была сформулирована в экспериментах в 70-х годах прошлого века. Позднее, в своих работах немецкий исследователь Й. Титце предположил, что в организме существует осмотически-нейтральный натрий, который накапливается на отрицательно заряженных гликозаминогликанах (ГАГ) в интерстициальном пространстве мышечной ткани [2].

В нашей предыдущей работе с использованием методов рентгеновской микроскопии на образцах миокарда крыс было показано избыточное содержание натрия в интерстициальной ткани, вызванное избыточным потреблением соли [3]. Цель настоящей работы — определить химический состав тканей поперечно-полосатой мускулатуры бедра и миокарда крыс и установить связь с наличием ГАГ, для идентификации и локализации которых применяются методы рамановской спектроскопии.

Материалы и методы

Пятнадцать самцов крыс рода Wistar были разделены на две группы: группа нормального потребления соли (суточное потребление около 0,2 мэкв натрия в пище на 200 г веса тела) и группа избыточного потребления соли (суточное потребление 2 мэкв натрия в пище на 200 г веса тела) [3]. Через 8 недель образцы сердечной ткани у животных изымались и консервировались в формалине.

Трехмикронные срезы ткани миокарда с фиксацией в парафине изготавливались в соответствии со стандартной гистологической процедурой. Для рентгеновской микроскопии соответствующие срезы не окрашивались и фиксировались на тонкую пленку ULTRALENE толщиной 4 мкм, для получения спектров комбинационного рассеяния света (КРС) срезы помещались на подложки из фторида бария толщиной 6 мм.

Рентгеновские исследования распределения неорганических материалов (Na, Si, Ca и др.) проводились

на двух рабочих станциях синхротрона ELETTRA (г.Триест, Италия): станции рентгеновского флуоресцентного микроанализа МАГАТЭ-XRF и станции сканирующего рентгеновского микроскопа TwinMic.

Станция МАГАТЭ-XRF использует излучение электронного пучка накопителя в поворотном магните. Для наших исследований энергия фотонов возбуждающего пучка составила 3,5 кэВ, размер рентгеновского пучка на образце при угле падения 45° составил около 100 × 200 мкм при потоке > 10⁹ фотонов/с. Спектры рентгеновской флуоресценции снимались с помощью детекторов, с использованием кремниевое дрейфового детектора (SDD) Bruker Nano GmbH, XFlash 5030 со спектральным разрешением 131 эВ (на линии Mn-K). Конструкция спектрометра позволяла проводить двумерное сканирование образца для получения карты распределения ряда химических элементов, начиная с натрия [4].

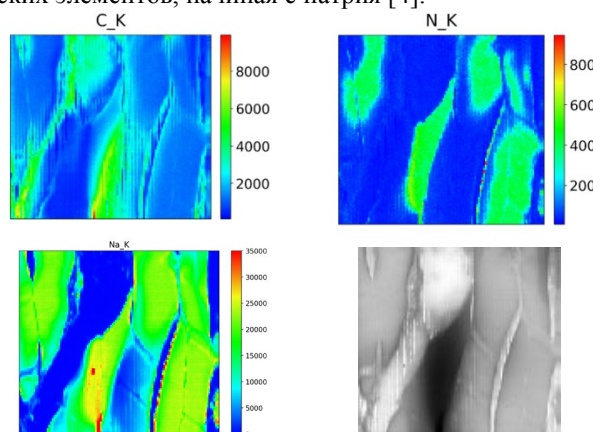


Рис. 1. Карты распределения углерода, азота и натрия, а также рентгеновское абсорбционное изображение среза поперечно-полосатой мышцы. Размер скана 300 × 275 мкм

Для получения карты распределения более лёгких элементов, от углерода до магния, с высоким пространственным разрешением ~ 1 мкм использовалась станция рентгеновской флуоресцентной микроскопии TwinMic [5]. Микроскоп работал в сканирующем режиме с энергией падающего рентгеновского пучка 1,472 кэВ. Одновременно с получением абсорбционных и фазово-контрастных рентгеновских изображений измерялся локальный спектр рентгеновской флуоресценции с помощью семи охлаждаемых детек-

торов SDD PNsensor, оптимизированных для мягкого рентгеновского диапазона.

Для измерений спектров комбинационного рассеяния света (КРС) использовался автоматизированный КРС-спектрометр inVia Basis (Renishaw, Великобритания) с возбуждением на длине волны 785 нм. В конструкцию прибора интегрирован конфокальный микроскоп, что позволяет получать изображение исследуемых образцов как в белом свете, так и на частотах комбинационного рассеяния света для составления карт распределения соединений и их локализации с пространственным разрешением до 1 мкм.

Результаты

Для построения карт распределения химических элементов и соединений нами были получены спектры рентгеновской флуоресценции (рис. 1) и КРС (рис. 2) при двумерном сканировании неокрашенных

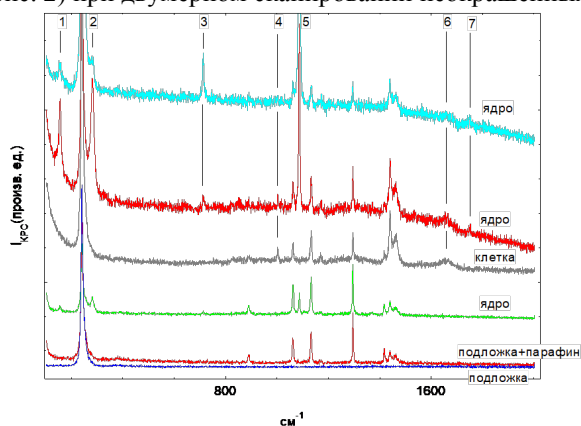


Рис. 2. Спектры КРС, полученные в разных точках гистологического среза поперечно-полосатой мышцы

тонких срезов образцов поперечно-полосатых мышц бедра и миокард — для сравнения с контрольными животными и животными, находившимися на высокосолевой диете.

Выводы

Сопоставление полученных карт распределения химических веществ во внутри- и внеклеточных пространствах мышечных тканей крыс, выращенных с разным суточным потреблением соли, позволило выявить особенности химического строения мышечных тканей при различном суточном потреблении соли.

Финансирование

Исследования по проекту №20195340 на синхротроне ЭЛЕТТРА проводились при финансовой поддержке МАГАТЭ в рамках Соглашения между МАГАТЭ и Синхротроном ЭЛЕТТРА-Триест.

Литература

1. D. Mozaffarian, S. Fahimi, G. M. Singh *et al.* // *NEJM* **371**, 624 (2014).
2. J. Titze, H. Krause, H. Hecht *et al.* // *Am. J. Physiol. Renal Physiol.* **283**, F134 (2002).
3. I. Artyukov, G. Arutyunov, M. Bobrov *et al.* // *Scientific Reports* **11**, 22025 (2021).
4. A. G. Karydas, M. Czyzycki, J. J. Leani *et al.* // *J. Synchrotron Radiat.* **25**, 189 (2018).
5. A. Gianoncelli, G. R. Morrison, B. Kaulich, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* **89**, 251117 (2006).

Разработка установки безмасочной литографии для создания составных рентгеновских зеркал

А. И. Артюхов*, М. Н. Торопов, И. Э. Шевчук, А. Е. Пестов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
artuhov@ipmras.ru

В современной рентгеновской оптике требуется создание зеркал специфической конструкции (составных), использование которых актуально в рентгеновской литографии, синхротронных исследованиях, работе с источниками на основе обратного комптоновского рассеивания и прочее. Создание подобных конструкций классическими (механическими) методами в большинстве случаев невозможно, так как позиционирование зеркал, изготовленных подобными методами, относительно друг друга не удовлетворяет поставленным задачам. Также стандартными методами невозможно создать сильный градиент периода по взаимно перпендикулярным направлениям. Для решения данной проблемы был разработан безмасочный литограф, работающий на длине волны в 405 нм.

Введение

В рамках работ по созданию диагностических элементов для источников рентгеновского излучения на основе обратного комптоновского рассеивания появилась задача создания т. н. стриповых зеркал [1]. Данные объекты представляют собой сборку на одной подложке тонких (толщиной до 2 мкм) и длинных (длина до 30 мм) многослойных зеркал, отличающихся между собой периодом многослойной структуры. Формирование такого типа покрытий на одной подложке возможно путем наклеивания нарезанных полосок на единую базу, как и было предложено в [1], однако из-за деформации отдельных элементов такой подход приводит к существенному рассогласованию локальных углов падения излучения. Также создание подобных конструкций классическими (механическими) методами в большинстве случаев невозможно, так как позиционирование зеркал, изготовленных подобными методами, относительно друг друга не удовлетворяет поставленным задачам. Стандартными методами невозможно создать сильный градиент периода по взаимно перпендикулярным направлениям. В данной работе предлагается схема безмасочного литографа, работающего на длине волны 405 нм, для последовательного формирования стриповых зеркал на единой подложке. Предполагается литографически формировать окна требуемого размера, и проводить напыление поочередно в каждое окно, что позволит избавиться от обозначенных выше дефектов.

Схема безмасочного литографа

Для получения стриповых зеркал разрабатывается безмасочный литограф, основанный на излучении УФ-лазера с длиной волны 405 нм и оснащенный фокусирующим объективом с числовой апертурой 0.055, 2-координатным столиком образцов с моторизованными приводами и системой автофокусировки, построенной на анализе отраженного от образца луча обратно в объектив и отведенной с помощью плоскопараллельного зеркала на ПЗС-камеру с высоким разрешением (3096×2080 с размером пикселя 2.4 мкм). Блок-схема безмасочного литографа представлена на рис. 1.

Таким образом, безмасочный литограф состоит из УФ-лазера, объектива и трех программно-управляемых линейных трансляторов, два из которых

обеспечивают перемещение столика с образцом относительно осей X и Y с точностью до 2.5 мкм. Третий линейный транслятор отвечает за систему автофокусировки (перемещает объектив вдоль оси Z), на него закреплен реализованный в едином корпусе узел объектива.

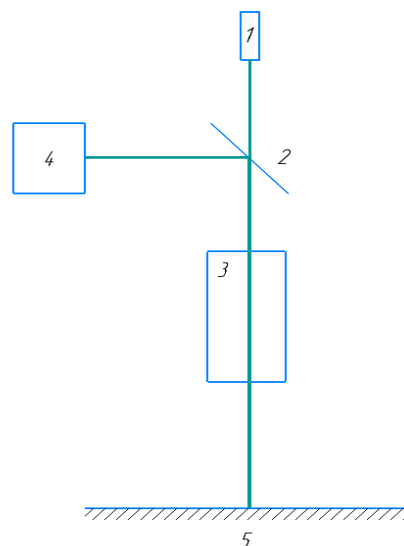


Рис. 1. Блок-схема объектива: 1 — УФ-лазер; 2 — плоскопараллельное зеркало; 3 — фокусирующий объектив; 4 — камера; 5 — подложка с нанесенным фоторезистом

Узел объектива состоит из УФ-лазера с длиной волны 405 нм, плоскопараллельного зеркала и фокусирующего объектива. Лазерный луч, проходя через плоскопараллельное зеркало, фокусируется объективом на поверхности образца в пятно диаметром до 10 мкм. Часть излучения поглощается фоточувствительным резистом и формирует литографический рисунок, а часть отражается и попадает обратно в объектив. Отраженный от поверхности луч используется в системе автофокуса, он проходит через объектив в обратном направлении до плоскопараллельного зеркала, которое отводит его в сторону ПЗС-камеры, которая регистрирует изменение в диаметре пучка при изменении расстояния между объективом и подложкой, для поддержания точного размера лазерного пятна на поверхности подложки с помощью автофокусировки. Система перемещения литографа представлена на рис. 2.

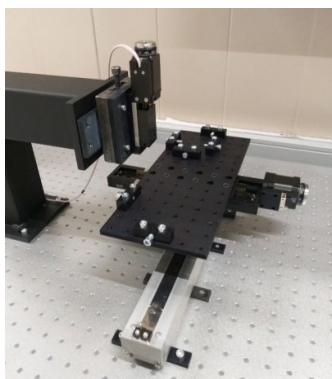


Рис. 2. Система перемещения литографа

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №21-72-30029).

Литература

1. С. С. Морозов, С. А. Гарахин, В. Н. Полковников *и др.* // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика - 2022». 45 (2022).
2. М. В. Зорина, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин *и др.* // Материалы симпозиума «Наноп физика и нанoeлектроника - 2021». 1, 405 (2021).

Измерение формы цилиндрических поверхностей на интерферометре Zygo Verifire

А. А. Ахсаханян, А. Д. Ахсаханян*, И. В. Малышев, Е. И. Глушков, Е. В. Петраков, М. Н. Торопов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*akh@ipmras.ru

Предложена и экспериментально изучена методика измерения формы цилиндрических поверхностей с радиусами кривизны $R > 1$ м на интерферометре Zygo Verifire. По этой методике проведены измерения формы поверхности параболических цилиндров. Проведено сравнение с альтернативными методами измерений. Результаты измерений локального угла к направляющей совпали с точностью $\Delta\alpha = 0,05$ мрад.

Введение

В отделе многослойной рентгеновской оптики ИФМ РАН в течение многих лет занимаются изготовлением фокусирующих рентгеновских зеркал цилиндрической формы с направляющими в форме параболы, эллипса и т.д. Развита методика изготовления поверхностей расчетной формы с угловой точностью $\Delta\alpha \sim (2-5) \cdot 10^{-5}$ рад и методы нанесения на них градиентных многослойных структур [1].

Однако в последние годы появляется все большее количество задач с более высокими требованиями к угловой точности поверхности $\Delta\alpha \sim 10^{-6}-10^{-7}$ рад. Для решения таких задач, помимо развития технологии изготовления поверхности, развиваются методы ионной [2] и ионно-плазменной [3] полировки поверхности. На сегодняшний день они позволяют контролируемо корректировать форму поверхности с точностью вплоть до единиц нанометров без ухудшения ее микрошероховатости. Поэтому на первом месте сейчас стоит вопрос точного измерения формы поверхности.

Для измерения формы поверхности цилиндров до последнего времени мы использовали измерительный стенд, обеспечивающий угловую точность измерений $\Delta\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ рад [4]. В данной работе изучается следующий вопрос: какую точность можно получить на недавно приобретенном интерферометре Zygo. Прибор позволяет измерять поверхности с максимальным отклонением от плоскости $\Delta h_{\max} = 10$ мкм. По паспортным данным среднеквадратичное отклонение эталонного зеркала прибора от плоскости равно 5 нм. Проведенные нами эксперименты показали, что воспроизводимость измерений составляет 2-3 нм. Отсюда следует ожидать, что средняя точность измерений составит 5 нм, а при измерении образцов длиной 50 мм ожидаемая угловая точность будет равна $\Delta\alpha = 5 \cdot 10^{-6}/50 = 10^{-7}$ рад.

Измерения проводились на образцах рентгеновских зеркал, имеющих форму, близкую к параболическому цилиндру с расчетной направляющей $y = (0,18 \cdot x)^{0,5}$ в диапазоне x , равном $80 < x < 120$ мм. Стрелка прогиба этой кривой $\Delta y = 22$ мкм больше, чем $\Delta h_{\max} = 10$ мкм, поэтому измерить весь образец невозможно. Однако если разбить весь диапазон x на отдельные участки с перекрытием друг друга, на которых стрелки прогиба меньше Δh_{\max} , то можно провести измерения на этих участках и затем провести сшивку полученных измерений.

Методика и результаты измерений

Поскольку на всем образце дифракционная картина не видна, снимались отдельные кадры с наложением друг на друга и их последующей сшивкой. Вначале образец устанавливался так, чтобы центр дифракционной картины находился вблизи точки $x = 5$ мм (рис. 1, 1). Измерялось центральное сечение $y_5(x)$ внутри области $0 < x < 10$ мм, отмеченной на рис. 1, 1 пунктиром. Далее образец поворачивали так, чтобы центр дифракционной картины оказался вблизи точки $x = 10$ мм (рис. 1, 2), где измерялось сечение $y_{10}(x)$. Снова образец поворачивали так, чтобы центр дифракционной картины оказался вблизи точки $x = 15$ мм (рис. 1, 2), где измерялось сечение $y_{15}(x)$ и так далее до достижения конца образца.

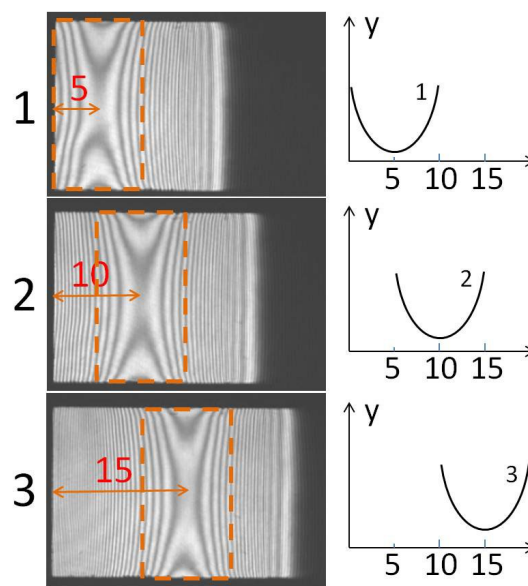


Рис. 1. Методика измерений

В результате был получен набор кадров $y_{i*5}(x)$ шириной 10 мм с наложением кадров друг на друга на размере 5 мм. Для сшивки соседних кадров необходимо вычислить их кривизны $K_f(x) = y''/(1+y'^2)^{1,5}$ и приравнять их в области наложения. Величина $y'(x)$ в указанном диапазоне $80 < x < 120$ мм меняется в пределах 0,005 рад, поэтому знаменатель в выражении $K_f(x)$ равен 1,00004 и в дальнейшем будем полагать $K_f(x) = y''$. На каждом кадре рассчитывались вторые производные $y''(x)$, которые последовательно сшивались друг с другом. При сшивке в области на-

ложения вторые производные усреднялись. В результате была получена зависимость $y''_{Rez}(x)$ во всем диапазоне $0 < x < 40$ мм, интегрируя которую получали зависимость локального угла $y_{Rez}(x)$ от ординаты x .

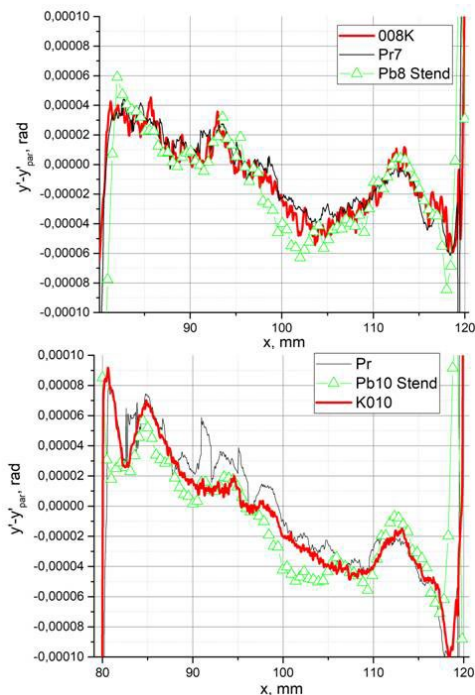


Рис. 2. Разность измеренных и расчетных локальных углов наклона к направляющей цилиндрической поверхности двух разных образцов. Треугольники — триангуляционные измерения на стенде. Толстая (красная) и тонкая (черная) кривые — измерения на интерферометре Zygo, сшитые соответственно по описанной методике и по программе PyLOST

Результаты сшивки локальных углов к направляющей центрального сечения $y'(x)$ за вычетом расчетных значений $y'_{par}(x)$ для двух разных образцов представлены на рис. 2 (жирные красные кривые). Для сравнения там же представлены эти же зависимости, измеренные на оптическом стенде (треугольники). Также на рис. 2 представлены результаты сшивки тех же кадров по программе PyLOST [5, 6] (тонкие черные кривые). Видно, что все результаты совпадают с точностью $\Delta\alpha = 0,05$ мрад. Видно также, что на кривых PyLOST наблюдаются срывы. Отметим, что измерения на Zygo имеют ряд преимуществ по сравнению с измерениями на стенде.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0022.

Литература

1. А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян, Е. Б. Клюенков и др. // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 69, №2. 174 (2005).
2. M. S. Mikhailenko, N. I. Chkhalo, I. A. Kaskov *et al.* // Precision Engineering. V. 48, 338 (2017).
3. А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян, Ю. А. Вайнер и др. // Известия РАН. Сер. физическая. Т. 76, №2, 196 (2012).
4. А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян, Д. Г. Волгунов и др. // Поверхность. Рент., синхр. и нейтр. исследования, №7, 93 (2015).
5. https://gitlab.esrf.fr/moonpics_stitching_2018.
6. <https://leaps-superflat.eu/pylost/>.

Влияние объемных неоднородностей и шероховатостей поверхности на фокусировку преломляющих рентгеновских линз

В. А. Бушуев

Московский государственный университет им М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991
vabushuev@yandex.ru

В рамках статистической волновой оптики рассмотрено влияние случайных объемных неоднородностей плотности материала и шероховатостей поверхностей на фокусировку составными планарными преломляющими рентгеновскими линзами. Источник излучения характеризуется размером и функцией пространственной (поперечной) когерентности. Проведен численный анализ распределения когерентной и диффузной компонент интенсивности в плоскости изображения источника в зависимости от статистических параметров источника излучения и материала линз.

Введение

Составные преломляющие линзы (СПЛ) с успехом используются в различных экспериментах на станциях СИ 3-го поколения [1–3]. В [4] получено точное решение для пропагатора распространения рентгеновских лучей через детерминированную СПЛ с гладкими границами. Учет шероховатостей в рамках лучевой оптики проведен в [3], где считается, что источник излучения является полностью некогерентным. Высокая степень пространственной когерентности поля, падающего на линзу, обусловлена малым размером источника и большим расстоянием от источника до линзы. В настоящей работе решена задача о влиянии длины пространственной когерентности (ДПК) источника излучения, среднеквадратичных величин флуктуаций плотности среды и высот шероховатостей, а также длин корреляции объемных и поверхностных неоднородностей на распределение полной интенсивности (суммы когерентной и диффузной составляющих) в плоскости изображения источника.

Метод расчета

Амплитуда поля $E(x, z) = A(x, z) \exp(ikz)$ в плоскости z после планарной СПЛ в паракиальном приближении определяется интегралом Френеля — Кирхгоффа

$$A(x, z) = \int A_1(\xi, z_1) T(\xi) P(x - \xi, z) d\xi, \quad (1)$$

где $A_1(x, z_1)$ — амплитуда поля излучения, падающего на СПЛ, z_1 — расстояние от источника S до линзы (рис. 1), $T(x)$ — амплитудный коэффициент прохождения через СПЛ, $P(x - \xi, z) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp[i\pi(x - \xi)^2 / \lambda z]$ — пропагатор, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. В свою очередь амплитуда $A_1(x, z_1)$ также определяется соотношением (1) с $T = 1$ и с заменой z на z_1 и A_1 на A_0 , где $A_0(x)$ — в общем случае комплексная и случайная амплитуда поля на поверхности источника. Для гауссова источника с гауссовой статистикой

$$A_0(x) = \exp[-(x/r_0)^2 (1 + i\alpha_0)] s(x),$$

где $\langle s(x) \rangle = 0$, $\langle |s(x)|^2 \rangle = 1$, функция пространственной когерентности (ФПК)

$$\langle s(x) s^*(x + \rho) \rangle = \gamma_0(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2].$$

Угловые скобки означают статистическое усреднение. Здесь r_0 и ρ_0 — размер и ДПК источника, $\alpha_0 = \pi r_0^2 / \lambda R_{wf}$ — параметр, описывающий квадратичное искажение волнового фронта с радиусом R_{wf} на

пути от электронного банча к выходному окну источника СИ.

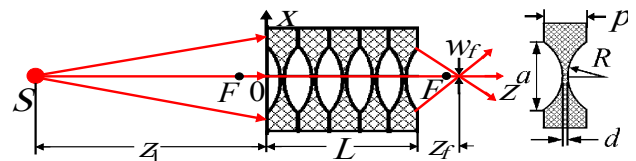


Рис. 1. Схема получения изображения источника с помощью СПЛ и обозначения используемых параметров

В работе [5] показано, что амплитуда $A_1(x, z_1)$ и ФПК также имеют гауссов вид с параметрами $r_1(z_1) = r_0 M$, $\rho_1(z_1) = \rho_0 M$, где $M = [(1 + \alpha D_c)^2 + D_c^2 + 2D_c D_n]^{1/2}$ (FWHM $r_{1F} = 1.177 r_1$, $\rho_{1F} = 1.665 \rho_1$). Волновые параметры $D_c = \lambda z_1 / \pi r_0^2$ и $D_n = \lambda z_1 / \pi \rho_0^2$ описывают вклады когерентного и некогерентного каналов формирования излучения соответственно; $\alpha_1(z_1) = \alpha_0 + (1 + \alpha_0^2) D_c + 2D_n$; ширина углового спектра пучка $|A_1(x, z_1)|^2$, падающего на линзу, равна $\Delta\theta_F = 1.177(\lambda/\pi r_0)[1 + \alpha_0^2 + 2(r_0/\rho_0)^2]^{1/2}$ и не зависит от z_1 . Для СПЛ с показателем преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ функция $T(x) = \exp[i\varphi(x) - \psi(x)]$, где фаза $\varphi(x) = -kN\delta l(x)$, $\psi(x) = \mu N[d + l(x)]/2$, N — число линз, $l(x) = x^2/R$, $\mu = 4\pi\beta/\lambda$ — коэффициент поглощения; $|x| < a/2$, длина СПЛ $L = Np \ll z_f$, где $z_f = Fz_1/(z_1 - F)$, $F = R/2N\delta$. Эффективная апертура СПЛ определяется поглощением и профилем падающего пучка: $a_{ef} = \eta a$, где $\eta = \int |T(x) A_1(x, z_1)|^2 dx/a$.

Результаты и обсуждение

Шероховатости поверхностей и случайные неоднородности плотности приводят к флуктуациям фазы $\Delta\varphi(x)$. Из (1) следует, что в выражении для интенсивности $I(x, z) = \langle |A(x, z)|^2 \rangle$ в двойном интеграле по ξ и ξ' в обязательном порядке появятся ФПК $\gamma_1(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_1)^2]$ и коррелятор

$$\langle \exp[i(\Delta\varphi(\xi) - \Delta\varphi(\xi'))] \rangle \approx \exp(-W) + W \exp[-(\rho/\rho_\varphi)^2].$$

Поэтому полная интенсивность является суммой когерентной и диффузной компонент:

$$I_{sum} = I_{coh} + I_{ds}.$$

Здесь W — фактор Дебая — Валлера, ρ_φ — длина корреляции фазы. Величины $W = 2N(k\delta\sigma_\tau)^2$ и $W = N(k\sigma_\delta)^2 \sigma_l l(x)$ для шероховатостей и неоднородно-

стей соответственно, где σ_r , σ_δ и σ_l — среднеквадратичные значения высот шероховатостей, флуктуаций декремента преломления $\delta(x, z)$ и продольных размеров объемных неоднородностей соответственно.

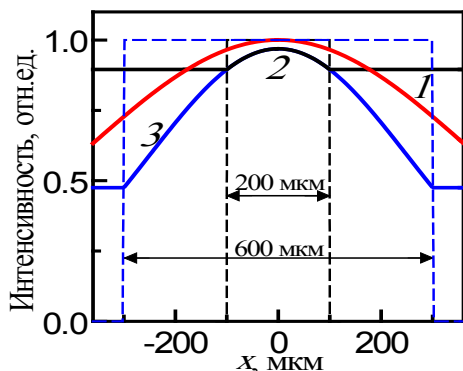


Рис. 2. Профили падающего пучка $|A_1(x, z_1)M|^2$ (кривая 1) и функций прохождения $|T(x)|^2$ СПЛ из бериллия с $R = 200$ мкм, $F=1$ м, $N=45$, $d=20$ мкм с апертурами $a = 200$ мкм (кривая 2, $\eta = 0.94$, $L = 3.2$ мм) и $a = 600$ мкм (кривая 3, $\eta = 0.72$, $L = 21.2$ мм). Параметры: $\lambda = 0.1$ нм, $r_{0F} = 30$ мкм, $\rho_{0F} = 5$ мкм, $\Delta\theta_F = 17.7$ мкрад, $z_1 = 50$ м, $r_{1F} = 890$ мкм, $\rho_{1F} = 150$ мкм

Увеличение геометрической апертуры a приводит как к некоторому уменьшению функции пропускания и эффективной апертуры $a_{\text{eff}} = \eta a$ (в основном за счет поглощения, сравни кривые 2 и 3 на рис. 2), так и к тому, что при заданных параметрах источника и расстоянии z_1 длина пространственной когерентности ρ_{1F} на входе в СПЛ может стать меньше, чем геометрическая апертура. Тем не менее увеличение попавшей при этом в линзу энергии приводит к существенному увеличению пиковой интенсивности в плоскости изображения источника и к уменьшению размера фокуса w_{sum} (рис. 3).

Уменьшение ДПК ρ_{0F} источника приводит к увеличению угловой расходимости $\Delta\theta_F$ и ширины пучка r_{1F} , но ДПК ρ_{1F} при этом остается прежней, что практически не влияет на фокусировку. Значительное увеличение ДПК источника при неизменности его размера и расстояния z_1 может привести к тому, что ширина пучка r_{1F} станет меньше эффективной апер-

туры, и, как следствие, интенсивность в фокусе уменьшится с сохранением его ширины w_{sum} .

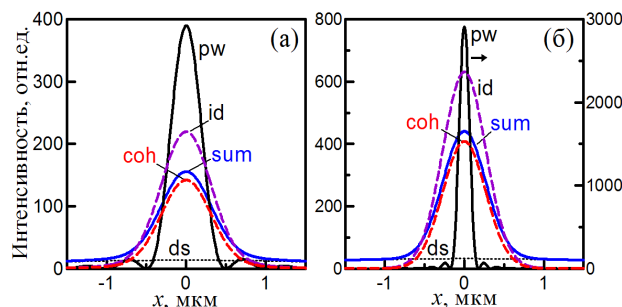


Рис. 3. Распределения интенсивностей в плоскости изображения источника при падении плоской волны на идеальную СПЛ с $W=0$ (кривые pw), при падении частично когерентного пучка на идеальную СПЛ (id), полная интенсивность (sum), когерентная (coh) и диффузная (ds) компоненты; (a) $a = 200$ мкм, FWHM $w_{\text{pw}} = 0.45$ мкм, $w_{\text{id}} = w_{\text{coh}} = 0.75$ мкм, $w_{\text{sum}} = 0.81$ мкм, $w_{\text{ds}} = 5.6$ мкм; (б) $a = 600$ мкм, $w_{\text{pw}} = 0.16$ мкм, $w_{\text{id}} = w_{\text{coh}} = 0.64$ мкм, $w_{\text{sum}} = 0.68$ мкм, $w_{\text{ds}} = 5.5$ мкм. Высота шероховатостей $\sigma_r = 0.5$ мкм, длина корреляции $\rho_\varphi = 10$ мкм, $w_{\text{theor}} = r_{0F}(z_l/z_1) = 0.62$ мкм. Остальные параметры как в подписи к рис. 2

Шероховатости приводят к снижению интенсивности $I_{\text{sum}}(x)$ и к появлению широкого пьедестала за счет диффузного рассеяния. С увеличением длины корреляции ρ_φ его максимум почти пропорционально увеличивается, а ширина w_{ds} уменьшается.

Таким образом, в работе на основе развитой статистической теории проанализировано влияние параметров источника, шероховатостей и флуктуаций плотности на фокусировку с использованием СПЛ.

Литература

1. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler // Nature, 1996, **384**, 49 (1996).
2. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva *et al.* // Applied Optics, **37**, 653 (1998).
3. B. Lengeler, C. Schroer, J. Tümmeler *et al.* // J. Synchr. Rad., **6**, 1153 (1999).
4. В. Г. Кон // Письма в ЖЭТФ, **76**, 701 (2002).
5. В. А. Бушуев // Изв. РАН. Сер. физ., **73**, 56 (2009).

О практических аспектах управления частицами с помощью светового поля

Е. А. Вишняков

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991
*juk301@mail.ru

В докладе обсуждается состояние дел и последние достижения в области эффективного ускорения заряженных частиц в относительно компактных лабораторных установках при помощи лазерных полей релятивистской интенсивности. Дан обзор мировых центров, успешно развивающих данное направление. Обсуждаются физические основы, перспективы и существующие на данный момент ограничения указанного метода.

Введение

В 1979 году Таджима и Доусон написали основополагающую статью об ускорении электронов полем сверхмощных ($I > 10^{18}$ Вт/см²) лазерных импульсов, возбуждающих кильватерные волны в разреженной плазме с плотностью $n_e \sim 10^{18}$ см⁻³ [1]. Расчёты явно продемонстрировали, что ускоряющие поля в таких волнах могут достигать значений \sim ГВ/см, что превышает на несколько порядков ускоряющие поля, достижимые в обычных линейных ускорителях и, таким образом, позволяют создавать относительно компактные ускорители заряженных частиц.

Первым существенным успехом в экспериментах по ускорению частиц световым полем было получение электронов со средними энергиями ~ 100 МэВ и одновременно небольшим разбросом энергий $\sim 10\%$. Такие параметры были получены тремя группами исследователей практически в одно время [2–4]. Вскоре после этого были получены пучки электронов с энергиями ~ 1 ГэВ и более [5–7]. Наиболее высокими на данный момент являются энергии электронов ~ 8 ГэВ, полученные в компактных ускорителях, возбуждаемых лазерными импульсами [8].

Требования к лазерному полю

Самые первые компьютерные симуляции показали, что эффективное возбуждение кильватерной волны, необходимой для ускорения заряженных частиц световым полем, возникает при условии

$$\tau_{\text{лаз. имп.}} = \frac{T_{\text{пл.}}}{2} = \frac{\pi}{\omega_{\text{пл.}}}, \quad (1)$$

где $\tau_{\text{лаз. имп.}}$ — это длительность лазерного импульса, а $T_{\text{пл.}}$ и $\omega_{\text{пл.}}$ — это период и частота собственных колебаний плазмы соответственно:

$$\omega_{\text{пл.}} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \approx 56 \sqrt{n_e}. \quad (2)$$

Здесь n_e — это электронная плотность в плазме, измеряемая в [м⁻³]. Соответственно, при значениях n_e в диапазоне от 10^{16} до 10^{20} см⁻³, период собственных колебаний плазмы составляет от 1,1 пс до 11 фс. И это требование мгновенно определяет длительность лазерных импульсов и выбор лазера: $\tau_{\text{лаз. имп.}} < 0,5$ пс. То есть используемые для ускорения частиц лазеры должны быть исключительно фемтосекундными.

Второе ограничение касается интенсивности, получаемой при фокусировке световых импульсов. Поле считается релятивистским, если оно способно дать электрону импульс mc за четверть лазерного цикла:

$$E = E_{\text{рел.}} \cdot a = \frac{m_e c}{e} \cdot \omega_{\text{лаз.}} \cdot a = \frac{m_e c^2}{e} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a, \quad (3)$$

где a — это безразмерный параметр интенсивности, а λ — это длина волны излучения лазера. При этом интенсивность лазерного поля будет равна

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2 = \frac{2\pi^2}{e^2} \cdot \epsilon_0 m_e^2 c^5 \cdot \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2 = I_{\text{рел.}} \cdot \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2. \quad (4)$$

Если принять безразмерный параметр a за единицу $a = 1$ и выбрать длину волны $\lambda = 1$ мкм, то получим $I_{\text{рел.}} = 1,37 \times 10^{18}$ Вт/см². Эффективное возбуждение кильватерных волн в плазме достигается при $a \approx 1$ и более. При этом расчёты [9, 10] показывают, что наиболее перспективным будет интервал $1,5 < a < 4$.

Возбуждаемая лазерным импульсом кильватерная волна характеризуется продольным ускоряющим электрическим полем, максимальная напряжённость которого зависит от параметров плазмы:

$$E_{\text{max}} = \frac{m_e c}{e} \cdot \omega_{\text{пл.}} \approx 0,96 \text{ В/см} \cdot \sqrt{n_e [\text{см}^{-3}]}. \quad (5)$$

Однако реальное ускоряющее поле определяется также глубиной модуляции электронной плотности $\delta n_e/n_e$ в кильватерной волне: $E_{\text{ускор.}} = E_{\text{max}} \times \delta n_e/n_e$. При слаборелятивистских интенсивностях $a < 1,5$ эта глубина модуляции существенно ниже единицы.

В то же время, при $a > 4$ режим становится сильно нелинейным, что приводит к чрезвычайно большим флуктуациям параметров ускоренного электронного пучка и к снижению воспроизводимости процесса.

Третьим ключевым параметром поля неожиданно оказывается мощность лазера. Для получения высоких энергий ускоряемых частиц необходимо иметь относительно большие значения длины ускорения: порядка ~ 1 см и более. Для этого необходимо, чтобы лазерный импульс распространялся по длинному каналу в плазме в условиях самофокусировки, что будет обеспечено при условии [11, 12]

$$P > P_{\text{крит}} = 3,9 \cdot \left(\frac{\omega_{\text{лаз.}}}{\omega_{\text{пл.}}}\right)^2 \cdot \frac{2\pi c^3}{\mu_0} \cdot \frac{m_e^2}{e^2}, \quad (6)$$

или

$$P > P_{\text{крит}} = \left(\frac{\omega_{\text{лаз.}}}{\omega_{\text{пл.}}}\right)^2 \cdot 17 \text{ ГВт}. \quad (7)$$

При обычных значениях для разреженной плазмы $\omega_{\text{лаз.}}/\omega_{\text{пл.}} > 100$, получаем $P > P_{\text{крит}} = 2$ ТВт.

В итоге для эффективного ускорения электронов до энергий от 100 МэВ до ~ 1 ГэВ и выше, необходимы тераваттные фемтосекундные лазерные импульсы, сфокусированные в разреженной плазме в относительно большое пятно размером ~ 20 мкм или более.

Движение к компактному ЛСЭ

В настоящее время целый ряд стран прикладывает усилия в направлении разработки нового научного источника когерентного рентгеновского излучения для фундаментальных и прикладных исследований мультидисциплинарной направленности — компактного лазера на свободных электронах (ЛСЭ), использующего в ондуляторах пучки заряженных частиц, ускоренных релятивистскими кильватерными волнами в разреженной плазме при взаимодействии мощных лазерных импульсов с газовой средой.

Среди стран, развивающих данное направление, можно выделить Германию, Францию, Италию, США, Великобританию, Чехию, Китай, Южную Корею и Японию. В указанных странах воплощаются проекты компактных ЛСЭ, в которых планируется использование электронных пучков с энергиями от ~200 МэВ до ~5 ГэВ для генерации в ондуляторах когерентного излучения с характерными энергиями фотонов от ~3 эВ до нескольких килоэлектронвольт, что перекрывает и область интереса литографии экстремального ультрафиолета, и «водяное окно» для контрастной микроскопии мягкого рентгеновского диапазона.

Одним из наиболее впечатляющих недавних шагов в направлении создания компактного ЛСЭ была демонстрация китайским коллективом лазерного усиления ондуляторного излучения на длине волны $\lambda = 27$ нм при использовании электронного пучка, ускоренного кильватерной волной в плазме.

Естественно, что такому бурному развитию данной области научных разработок современный мир обязан, в том числе, весьма широким распростране-

нием мультитераваттных и петаваттных фемтосекундных лазерных систем [14, 15].

Литература

1. T. Tajima, J. M. Dawson // *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267–270 (1979).
2. S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin *et al.* // *Nature* **431**, 535–538 (2004).
3. C. G. R. Geddes, Cs. Toth, J. van Tilborg *et al.* // *Nature* **431**, 538–541 (2004).
4. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov *et al.* // *Nature* **431**, 541–544 (2004).
5. W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves *et al.* // *Nat. Phys.* **2**, 696–699 (2006).
6. X. Wang, R. Zgadzaj, N. Fazel *et al.* // *Nat. Comm.* **4**, 1988 (2013).
7. W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **113**, 245002 (2014).
8. A. J. Gonsalves, K. Nakamura, J. Daniels *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* **122**, 084801 (2019).
9. A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn // *Appl. Phys. B* **74**, 355–361 (2002).
10. W. Lu, M. Tzoufras, C. Joshi *et al.* // *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* **10** (6), 061301 (2007).
11. G.-Zh. Sun, E. Ott, Y. C. Lee, P. Guzdar // *Phys. Fluids* **30** (2), 526–532 (1987).
12. E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans // *Rev. Mod. Phys.* **81** (3), 1229–1285 (2009).
13. W. Wang, K. Feng, L. Ke *et al.* // *Nature* **595**, 516–520 (2021).
14. C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, D. Neely // *High Pow. Las. Sci. Eng.* **3**, e3 (2015).
15. C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage *et al.* // *High Pow. Las. Sci. Eng.* **7**, e54 (2019).

Теория ЭУФ и МР микроскопической аксиальной томографии на основе обратного преобразования Радона

К. П. Гайкович¹, И. В. Малышев¹, Д. Г. Реунов^{1,*}

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*reunov_dima@ipmras.ru

Для мягкой рентгеновской микроскопии в приближении геометрической оптики построена теоретическая модель формирования принимаемого изображения: найдена зависимость между записываемым на детекторе изображением и 3D-распределением показателя поглощения образца с использованием высокоапертурного зеркального объектива с глубиной фокуса, близкой к дифракционному ограничению. Получено решение обратной задачи томографии определения этого 3D-распределения по данным измерений в высокоапертурном зеркальном МР-микроскопе.

Введение

Мягкая рентгеновская микроскопия становится ценным методом заполняющим пробел между конфокальной и электронной микроскопией. Сейчас для реконструкции трёхмерных изображений по данным z -томографии используется метод, предложенный в [1], где обратная задача сводится к деконволюции с функцией рассеяния точки по аналогии с тем, как это делается в флуоресцентной микроскопии, но после предварительной нормировки и логарифмирования. В данной работе приводится математическое доказательство возможности такого подхода.

Теория

Сигнал (интенсивность) в каждой точке измерительной матрицы формируется всеми лучами в конусе, прошедшими через соответствующий фокус x_0, y_0, z_0 и выходящими из камеры в точках $x_1, y_1, z_1 = 0$ в измерительной камере (рис. 1).

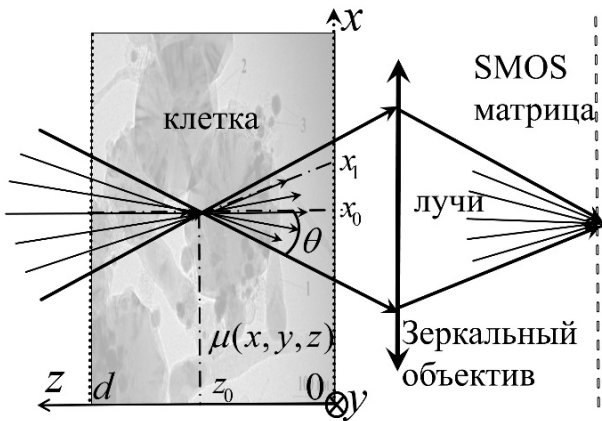


Рис. 1. Схема лучей в ЭУФ-микроскопе

Вклад каждого луча в интенсивность определяется оптической толщиной поглощения — интегралом вдоль пути луча l (преобразованием Радона) [2] от коэффициента поглощения $\mu(x, y, z)$ на прямой, проходящей через точки x_0, y_0, z_0 и $x_1, y_1, z_1 = 0$ между плоскостями $z = 0$ и $z = d$:

$$\tau(x_1, y_1, z_1 = 0, x_0, y_0, z_0) = \int_L \mu(x, y, z) dl. \quad (1)$$

Используя параметрическое представление прямой (1), можно вычислить из следующего уравнения:

$$\tau(x_1, y_1, z_1 = 0, x_0, y_0, z_0) = \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + z_0^2} \times \int_0^{d/z_0} \mu[x_1 + (x_0 - x_1)\lambda, y_1 + (y_0 - y_1)\lambda, z_0\lambda] d\lambda. \quad (2)$$

Делая замену переменной $z_0\lambda \rightarrow z$ и выполняя интегрирование по всем лучам в конусе, выходящим через плоскость $z = 0$, получаем решение прямой задачи — интенсивность в точке матрицы, соответствующей положению фокуса в точке (x_0, y_0, z_0) :

$$I(x_0, y_0, z_0) / I_0[\mu = 0] = \int_{x_0 - z_0 \operatorname{tg} \theta}^{x_0 + z_0 \operatorname{tg} \theta} dx_1 \int_{-\sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2}}^{\sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2}} dy_1 \times e^{-\sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + z_0^2} / z_0} \int_0^d \mu[x_1 + (x_0 - x_1)z / z_0, y_1 + (y_0 - y_1)z / z_0, z] dz / (3)$$

$$\int_{x_0 - z_0 \operatorname{tg} \theta}^{x_0 + z_0 \operatorname{tg} \theta} dx_1 2\sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2},$$

полагая, что $I_0 = I(\mu = 0) = \text{const}$.

Для решения обратной задачи используем дополнительное условие малости оптической толщины поглощения $\tau \ll 1$:

$$\delta I(x_0, y_0, z_0) = [I_0 - I] / I_0 = \iint dx_1 dy_1 \quad (4)$$

$$\times \int_{x_0 - z_0 \operatorname{tg} \theta}^{x_0 + z_0 \operatorname{tg} \theta} dx_1 \int_{-\sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2}}^{\sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2}} dy_1$$

$$\times \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + z_0^2} / z_0$$

$$\times \int_0^d \mu[x_1 + (x_0 - x_1)z / z_0, y_1 + (y_0 - y_1)z / z_0, z] dz.$$

Представим подынтегральную функцию в интеграле по z в виде двойного интеграла по x и y :

$$\delta I(x_0, y_0, z_0) = \iint dx_1 dy_1 \int_0^d \iint dx dy \mu(x, y, z) F(x_0 - x_1, y_0 - y_1, z_0) \quad (5)$$

$$\times \delta[x - x_1 - (x_0 - x_1)z / z_0] \delta[y - y_1 - (y_0 - y_1)z / z_0] dz,$$

где вместо пределов интегрирования и множителей перед интегралом по z введена функция

$$F(x_0 - x_1, y_0 - y_1, z_0) = \left. \begin{aligned} &= \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + z_0^2} / \\ &(2z_0 \int_{-z_0 \operatorname{tg} \theta}^{z_0 \operatorname{tg} \theta} \sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - \xi^2} d\xi), \\ &|x_0 - x_1| > z_0 \operatorname{tg} \theta, |y_0 - y_1| > \sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2} \\ &= 0, |x_0 - x_1| > z_0 \operatorname{tg} \theta, |y_0 - y_1| > \sqrt{(z_0 \operatorname{tg} \theta)^2 - (x_0 - x_1)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

описывающая все точки внутри двойного светового конуса на рис. 1 в приближении геометрической оптики.

Изменяя порядок интегрирования и делая замену переменных $\tilde{x}_1 = x_1(z_0 - z)/z_0$, $\tilde{y}_1 = (z_0 - z)/z_0$ в (5), выполним интегрирование с δ -функцией по \tilde{x}_1, \tilde{y}_1 и получим уравнение типа двумерной свертки по x, y :

$$\delta I(x_0, y_0, z_0) = \int_0^d dz \iint \mu(x, y, z) \times F\left[\left(x_0 - x\right) \frac{z_0}{z_0 - z}, \left(y_0 - y\right) \frac{z_0}{z_0 - z}, z_0\right] \left(\frac{z_0}{z_0 - z}\right)^2 dx dy, \quad (7)$$

которое двумерным фурье-преобразованием по x и y сводится к одномерному интегральному уравнению в k -пространстве:

$$\delta I(k_x, k_y, z_0) = 4\pi^2 \int_0^d \mu(k_x, k_y, z) K(k_x, k_y, z_0, z) dz, \quad (8)$$

которое должно решаться для каждой пары k_x, k_y компонент пространственного спектра. Тогда обратное преобразование Фурье полученного решения $\mu(k_x, k_y, z)$ дает и решение $\mu(x, y, z)$ поставленной задачи томографии в декартовых координатах.

Более того, если взять интеграл в функции F в (6), то (7) сводится к уравнению типа свертки по всем трем координатам:

$$\delta I(x_0, y_0, z_0) = \int_0^d \iint \mu(x, y, z) \times \tilde{F}\left(\frac{x_0 - x}{z_0 - z}, \frac{y_0 - y}{z_0 - z}\right) \left(\frac{1}{z_0 - z}\right)^2 dx dy dz, \quad (9)$$

$$\tilde{F}\left(\frac{x_0 - x}{z_0 - z}, \frac{y_0 - y}{z_0 - z}\right) = \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{aligned} &= \frac{2}{\pi(\operatorname{tg}\theta)^2} \sqrt{\left(\frac{x_0 - x}{z_0 - z}\right)^2 + \left(\frac{y_0 - y}{z_0 - z}\right)^2 + 1}, \\ &\left| \frac{x_0 - x}{z_0 - z} \right| < \operatorname{tg}\theta, \left| \frac{y_0 - y}{z_0 - z} \right| < \sqrt{(\operatorname{tg}\theta)^2 - \left(\frac{x_0 - x}{z_0 - z}\right)^2} \\ &= 0, \left| \frac{x_0 - x}{z_0 - z} \right| > \operatorname{tg}\theta, \left| \frac{y_0 - y}{z_0 - z} \right| > \sqrt{(\operatorname{tg}\theta)^2 - \left(\frac{x_0 - x}{z_0 - z}\right)^2} \end{aligned} \right.$$

Трехмерное преобразование Фурье приводит (9) к простому уравнению для спектров:

$$\delta I(k_x, k_y, k_z) = 6\pi^3 \mu(k_x, k_y, k_z) K(k_x, k_y, k_z), \quad (11)$$

и решается задача обратного преобразования Радона для данного метода томографии:

$$\mu(x, y, z) = \frac{1}{6\pi^3} \iiint \delta I(k_x, k_y, k_z) / K(k_x, k_y, k_z) e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z} dk_x dk_y dk_z, \quad (12)$$

где K — это 3D-фурье-преобразование от введенной ранее функции F .

При применении метода к конкретной измерительной системе, где желательно учесть дифракцию и aberrации из-за остаточной ошибки формы зеркал объектива [1], точный вид функции F можно получить из эксперимента с тестовым образцом известной формы. Поскольку это преобразование для данных с погрешностью является некорректной задачей, для ее решения необходимо использовать алгоритм с применением соответствующего метода регуляризации.

Заключение

В приближении геометрической оптики построена модель формирования изображения для мягкой рентгеновской микроскопии, работающей в сходящейся геометрии лучей. Данная модель подходит для зеркальных короткофокусных объективов.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-62-00068.

Литература

1. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo et al. // Opt. Express, V. 30(26), 47567 (2022).
2. P. Toft. The radon transform — Theory and Implementation // (Ph. D. Dissertation) (Copenhagen: Technical University of Denmark). — 1996.

Исследование дифракционных решеток с Au- и многослойным Mo/Si-покрытием в высоких порядках в мягком рентгеновском и ЭУФ-диапазонах

С. А. Гарахин^{1,*}, Л. И. Горай², М. М. Барышева¹, Н. И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² Алферовский университет, ул. Хлопина, д. 8, Санкт-Петербург, 194021

*garahins@ipmras.ru

Дифракционные решетки 500 штрих./мм с блеском и низкой шероховатостью, предназначенные для работы в высоких порядках в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах излучения и имеющие Au-покрытия измерялись на двух рефлектометрах с рабочими длинами волн 4,47 и 13,5 нм. Исследования проводились как в классической схеме, так и в схеме конической дифракции.

Введение

Высокоэффективные дифракционные решетки с блеском и треугольным профилем штрихов необходимы для спектроскопии высокого разрешения в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах спектра. Именно такие решетки позволяют достичь рекордной эффективности при высоком разрешении и низкой интенсивности рассеянного излучения. Кроме того, они могут использоваться в высоких порядках дифракции, что невозможно для решеток с другим профилем штрихов [1]. Рефлектометрические измерения эффективности решеток на $\lambda = 4.47$ нм (линия углерода $K\alpha$) были проведены с помощью разработанного в ИФМ РАН универсального лабораторного рефлектометра когерентного излучения (диапазон длин волн 0.6–50 нм), оснащенного пятиосным гониометром и сменным набором источников и решеток для измерений в широком (МР — ЭУФ) диапазоне спектра. Источником излучения в приборе является разборная рентгеновская трубка со сменными анодами, что позволяет оперативно переключаться по длинам волн. Монохроматизация излучения проводится с помощью решеточного спектрометра-монохроматора РСМ-500, обеспечивающего спектральное разрешение в ЭУФ-диапазоне $\lambda/\Delta\lambda \approx 380$ [2]. Размер пятна излучения на решетке составил 0.3×4 мм. Измерения на $\lambda = 13.5$ нм проводились с помощью рефлектометра с высокоразрешающим спектрометром Черни — Тёрнера с плоской дифракционной решеткой и двумя сферическими коллимирующими зеркалами в качестве монохроматора и лазерно-плазменным источником излучения [3]. Для измерений на этой длине волны размер пятна излучения на решетке составил 0.3×0.15 мм.

Измерение эффективности решеток

Были выполнены измерения абсолютной дифракционной эффективности в основных порядках (от $n = -6$ до $n = 0$) Au-решетки, работающей в классической схеме дифракции при скользющем падении неполяризованного излучения с $\lambda = 4.47$ нм под углом 3.0° (рис. 1).

Результаты измерений и моделирования дифракционной эффективности решетки показывают хорошее совпадение: разность экспериментальных и теоретических значений эффективности составляет

0.04–0.35% в абсолютных значениях, что находится в диапазоне погрешностей измерений.

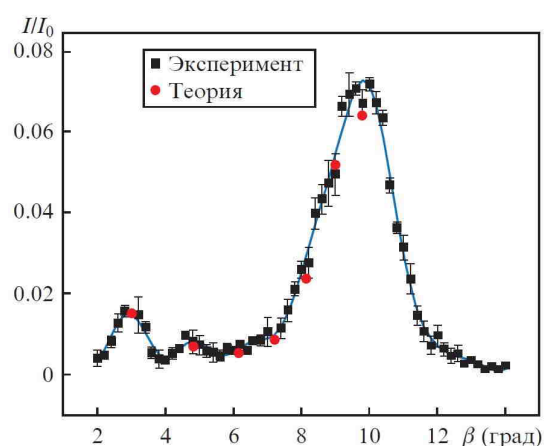


Рис. 1. Абсолютная дифракционная эффективность Au-решетки при скользющем падении излучения с $\lambda = 4.47$ нм под углом 3.0° в зависимости от угла дифракции.

На рис. 2 представлены аналогичные зависимости абсолютной эффективности Au-решетки в основных порядках от угла дифракции, но для $\lambda = 13.5$ нм.

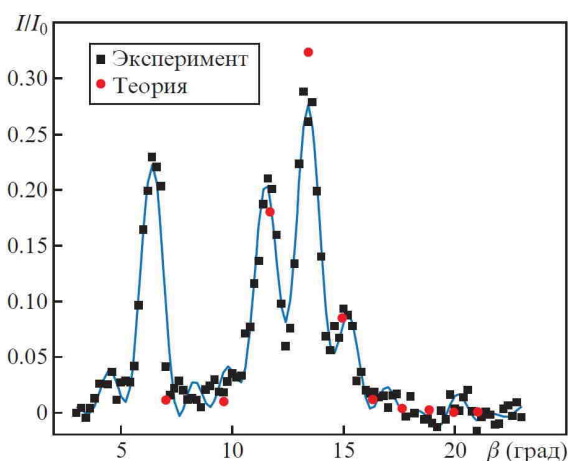


Рис. 2. Абсолютная дифракционная эффективность Au-решетки при скользющем падении излучения с $\lambda = 13.5$ нм под углом 7° в зависимости от угла дифракции

Как и для $\lambda = 4.47$ нм, результаты эксперимента и моделирования совпадают с хорошей точностью. Видно, что абсолютная эффективность достигает

~30% в -3-м порядке неполяризованного излучения при угле 7.0° .

Также были выполнены измерения и расчеты абсолютной эффективности в основном ($n = -8$) порядке многослойной (пять бислоев Mo/Si) решетки 500 штрих./мм, работающей в классической схеме дифракции, при различных углах скольжения α излучения с $\lambda = 13.5$ нм (рис. 3). Измеренная на этой длине волны дифракционная эффективность в основном порядке решетки составила ~40 % при угле 70.5° .

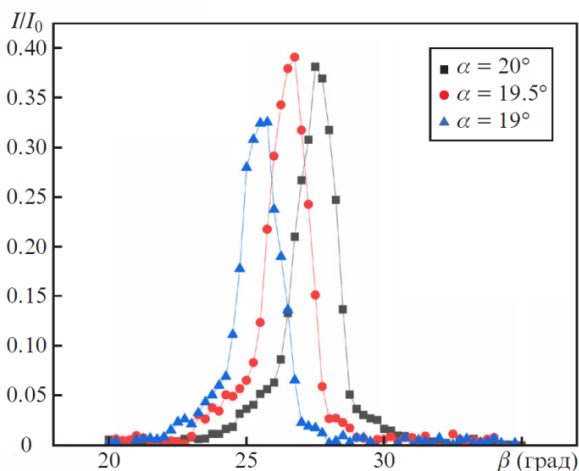


Рис. 3. Абсолютные эффективности в -8-м порядке многослойной Mo/Si 500 штрих./мм $\lambda = 13.5$ нм в зависимости от угла дифракции неполяризованного излучения, измеренные при различных углах скольжения, от угла падения

Видно, что эффективность в основном порядке многослойной решетки сильно зависит от длины волны в узком спектральном диапазоне 13–14 нм, что еще раз подтверждает высокое качество изготовленной решетки и напыленного Mo/Si-покрытия.

Геометрия падающего и дифрагированного излучения в конической дифракции при полярном угле падения 0° и азимутальном 88° для длины волны 4.47 нм была смоделирована в программе PCGrate Demo 6.7.1 [4].

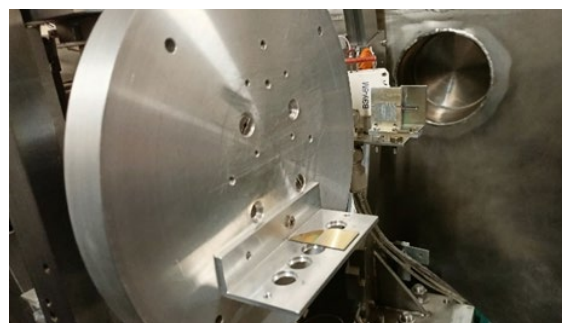
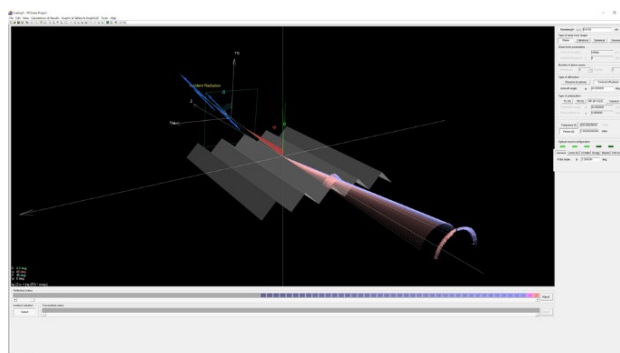


Рис. 4. Моделирование конической дифракции в PCGrate и фотография крепежа с решеткой для исследования конической дифракции

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №21-72-20108.

Литература

1. Л. И. Горай, Т. Н. Березовская, Д. В. Мохов *et al.* // Квантовая электроника, **52** (2022).
2. M. S. Bibishkin, D. P. Chekhonadskih, N. I. Chkhalo *et al.* // Proc. SPIE, 5401, 8 (2004).
3. S. A. Garakhin, N. I. Chkhalo, I. A. Kas'kov *et al.* // Rev. Sci. Instrum., 91 (6), 063103 (2020).
4. <https://www.pcgrate.com>.

Многослойные рентгеновские зеркала типа Фабри — Перо на основе стековых структур

С. А. Гарахин*, Р. А. Шапошников, М. М. Барышева, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*garahins@ipmras.ru

Рассмотрен метод оптимизации стековых рентгеновских зеркал применительно к структурам типа Фабри — Перо. Изучено влияние прослойки между двумя резонаторами на форму кривой отражения. Рассмотрено применение подобных структур для солнечной астрономии. Также показан метод определения толщин субнанометровых пленок.

Введение

Многослойные рентгеновские зеркала с изменяющимся по глубине периодом и уширенной спектральной или угловой кривой отражения широко применяются в рентгенооптических исследованиях [1]. В солнечной астрономии они являются рабочим элементом спектрогелиографов [2], в спектроскопии лабораторной плазмы [3] позволяют собрать на порядок больше информации от исследуемого объекта, благодаря высокому интегральному и равномерно распределенному по спектру коэффициенту отражения, актуальны как элементы для транспортировки, коллимации и фокусировки аттосекундных импульсов электромагнитного излучения [4].

Последние несколько десятилетий оптика рентгеновского диапазона претерпевает бурный рост. Для расширения областей применения активно разрабатываются новые типы структур. Так, перспективна комплексная структура аналогичная оптическим резонаторам Фабри — Перо, в которой два брэгговских зеркала разделены слоем с низким поглощением, намного более толстым, чем один период. На рис. 1 показана принципиальная схема такого рентгенооптического элемента.

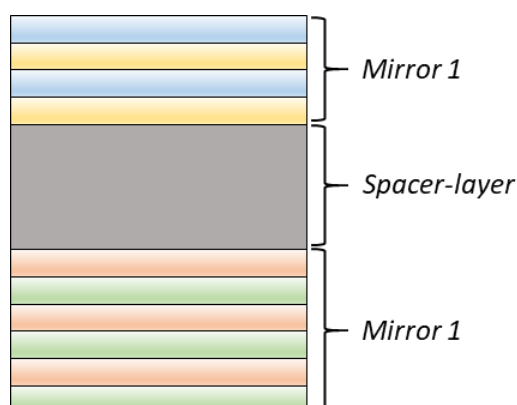


Рис. 1. Принципиальная схема сплошного рентгеновского резонатора типа Фабри — Перо

Применение стековых рентгеновских зеркал Фабри — Перо

Рентгеновские зеркала типа Фабри — Перо позволяют минимизировать вклад в измеренный полезный сигнал шума от близкорасположенных спектральных линий. Данная проблема возникает, например, в телескопах, использующихся во многих миссиях по изучению Солнца в ультрафиолето-

вом диапазоне длин волн, в частности, для Fe-IX (17,1 нм), Fe-XII (19,5 нм), Fe-XV (28,4 нм) и He-II (30,4 нм). Так, периодические Mo/Si-зеркала, обычно применяемые для 30,4 нм, имеют довольно широкую в спектральном отношении отражательную способность и захватывают высокоинтенсивные линии Fe XV и Fe XVI — 28,4 нм и 33,8 нм соответственно. Это ухудшает соотношение сигнал/шум и негативно влияет на диагностику.

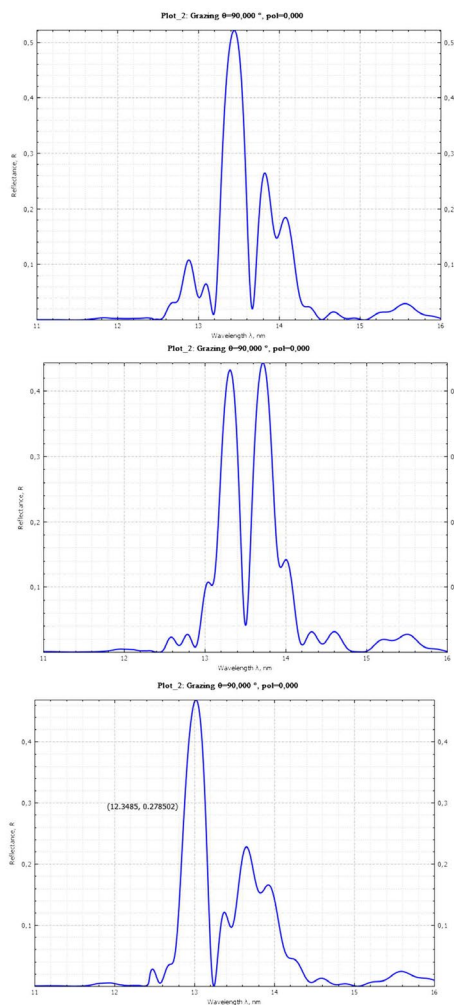
Результат расчетов показал, что подобные структуры более приспособлены для решения такого плана задач в общем виде. Подобный принцип подавления сигнала в интересующем конкретном диапазоне актуально использовать не только для космических исследований, но и в спектроскопических исследованиях сложных объектов, например, при рентгенфлуоресцентном анализе для улучшения порога чувствительности.

Также подобного типа структуры можно использовать для характеристики субнанометрических слоев с помощью рентгеновской рефлектометрии скользящего падения.

Очевидно, что для достижения хороших отражательных параметров рентгеновских зеркал требуется точная характеристика толщины слоя. Во многих случаях самый тонкий контролируемый слой представляет собой ограничивающий фактор.

Так, например, многослойные зеркала нормального падения имеют ограничение для коротких длин волн в области водного окна (длины волн от 2,2 до 4,4 нм), когда толщина каждого слоя становится менее 1 нм. Чтобы преодолеть эти ограничения, предлагается использовать определенную многослойную структуру, в которой субнанометрический слой для калибровки вставлен между двумя аналогичными периодическими многослойками. Такую структуру можно рассматривать как многослойную структуру типа «Фабри — Перо», однако в нашем случае слой между обоими периодическими мультислоями намного тоньше, чем период многослойки, в то время как в эталоне Фабри — Перо этот слой толще периода.

Предложенный метод позволяет получить прямой доступ к субнанометровой толщине слоя и приведет к лучшему пониманию физических явлений, происходящих на границах раздела, и, таким образом, к улучшению изготовления многослойных зеркал. Для нашего исследования эта структура состоит из тонкого слоя скандия, помещенного между двумя периодическими многослойными зеркалами Cr/Sc.



Multilayer (1 - 2), $N=10$, $d=6,910\text{nm}$, $\gamma=0,692$
 Si layer (1), $z=4,782\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,600\text{nm}$
 Mo layer (2), $z=2,128\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=1,200\text{nm}$
 Si layer (3), $z=66,400\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,300\text{nm}$
 Multilayer (4 - 5), $N=30$, $d=6,910\text{nm}$, $\gamma=0,692$
 Si layer (4), $z=4,782\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,600\text{nm}$
 Mo layer (5), $z=2,128\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=1,200\text{nm}$
 Si substrate, $\rho=1,000$, $\sigma=0,300\text{nm}$

ambient: Vacuum

- ✓ Multilayer (1 - 2), $N=10$, $d=6,910\text{nm}$, $\gamma=0,692$
 Si layer (1), $z=4,782\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,600\text{nm}$
 Mo layer (2), $z=2,128\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=1,200\text{nm}$
 Si layer (3), $z=57,500\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,300\text{nm}$
- ✓ Multilayer (4 - 5), $N=30$, $d=6,910\text{nm}$, $\gamma=0,692$
 Si layer (4), $z=4,782\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,600\text{nm}$
 Mo layer (5), $z=2,128\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=1,200\text{nm}$
 Si substrate, $\rho=1,000$, $\sigma=0,300\text{nm}$

ambient: Vacuum

- ✓ Multilayer (1 - 2), $N=10$, $d=6,910\text{nm}$, $\gamma=0,692$
 Si layer (1), $z=4,782\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,600\text{nm}$
 Mo layer (2), $z=2,128\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=1,200\text{nm}$
 Si layer (3), $z=44,100\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,300\text{nm}$
- ✓ Multilayer (4 - 5), $N=30$, $d=6,610\text{nm}$, $\gamma=0,692$
 Si layer (4), $z=4,574\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=0,600\text{nm}$
 Mo layer (5), $z=2,036\text{nm}$, $\rho=1,000$, $\sigma=1,200\text{nm}$
 Si substrate, $\rho=1,000$, $\sigma=0,300\text{nm}$

Рис. 2. Демонстрация влияния толщины прослойки кремния на вид коэффициента отражения для рентгеновского резонатора типа Фабри — Перо

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0022.

Литература

1. Е. Н. Рагозин. Аперiodические элементы в оптике мягкого рентгеновского диапазона. М. : Физмалит, 2018.
2. V. Shestov, S. Ulyanov, E. Vishnyakov // SPIE. 2002. V. 9144. P. 91443G1
3. S. Yulin // SPIE. 2002. V. 4782. P. 196–203.
4. Е. А. Вишняков, Ф. Ф. Каменец, В. В. Кондратенко // Квантовая электроника. 2012. V. 42, № 2. С. 143–152

Дифракционные явления в рентгеновской маске прозрачного вида в области длин волн 10–14 нм

П. Ю. Глаголев^{1,*}, Н. А. Дюжев¹, В. И. Корнеев², Г. Д. Демин¹

¹ Центр коллективного пользования «Микросистемная техника и электронная компонентная база» МИЭТ, Солнечная аллея, 6, Москва, Зеленоград, 124527

² Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498
*glagolev@ckp-miet.ru

В настоящей работе обсуждаются влияние дифракционных явлений на искажение волнового фронта при прохождении рентгеновской маски прозрачного вида и способы устранения искажений. Было проведено математическое моделирование прохождения мягкого рентгеновского излучения через прозрачную маску. Получены двумерные и трехмерные диаграммы направленности рентгеновского излучения после прохождения оптического канала прозрачной маски для длины волны 13.5 нм. Рассмотрены материалы с низкой рентгеновской прозрачностью для излучения с длиной волны не более 13.5 нм. Рассчитаны оптимальные расстояния от выхода из канала, на которых интенсивность прошедшего излучения наиболее однородна и достигается наибольшая контрастность изображения. Определена площадь дифракционной картины после дифракционного сжатия образа. Определена оптимальная конструкция и состав слоев прозрачной маски. Результаты исследования могут быть использованы при разработке литографической системы с прозрачной маской.

Введение

При прохождении рентгеновского излучения через отверстия прозрачной маски могут возникнуть следующие нежелательные эффекты, которые могут привести к размытию топологического рисунка:

- дифракция рентгеновского излучения после прохождения отверстия в маске;
- интерференция рентгеновского излучения после прохождения через два близлежащих отверстия в маске;
- фоновая засветка рентгенорезиста вследствие прохождения рентгеновского излучения сквозь материал маски;
- взаимодействие рентгеновского излучения со стенками отверстий прозрачной маски.

Данная работа посвящена дифракционным эффектам, возникающим при прохождении мягкого рентгеновского излучения или излучения в экстремальном ультрафиолете через прозрачную маску. Дифракцию можно подразделить на 2 типа: дифракцию ближнего (дифракция Френеля) и дальнего (дифракция Фраунгофера) поля. Четкой границы перехода от одной дифракции к другой нет, но области, ограничивающие ближнее и дальнее поле, можно описать следующими выражениями:

$w^2 / \lambda z > 1$ — дифракция Френеля,

$w^2 / \lambda z \ll 1$ — дифракция Фраунгофера.

Выбор теоретической модели

На базе программных пакетов COMSOL Multiphysics [1], MATLAB [2] проанализированы различные методы расчета дифракции рентгеновского излучения. В частности, в программном пакете MATLAB реализована такая теоретическая модель дифракции, как полная модель дифракции Рэлея — Зоммерфельда [3].

В программном пакете COMSOL Multiphysics для расчета дифракционных и интерференционных эффектов использован модуль «Beam Envelope» (метод огибающих пучка), который основан на решении системы уравнений Максвелла [4].

Моделирование дифракционных явлений в прозрачной маске в области длин волн не более 13.5 нм

Целью исследования была разработка оптимальной конструкции и выявление оптимального сочетания слоев прозрачной маски, что в совокупности позволило получить выходной сигнал с высоким контрастом на уровне 50:1 и выше, и низкой неоднородностью уровня интенсивности выходного сигнала на уровне 6-10%. Область дифракции Френеля, прилегающая к границе дифракции ближнего и дальнего поля, наиболее удовлетворяет условиям высокого контраста и минимальной неоднородности полезного сигнала.

Изначальная конструкция предполагала кремниевую мембрану толщиной 1 мкм с квадратными отверстиями, т. е. оптическими каналами, шириной 240, 320 или 400 нм. Главным недостатком данной конфигурации является низкий контраст выходного сигнала (5:1) вследствие высокой пропускной способности рентгеновского излучения (около 18%) кремниевой мембраны толщиной 1 мкм на длине волны 13.5 нм (рис. 1).

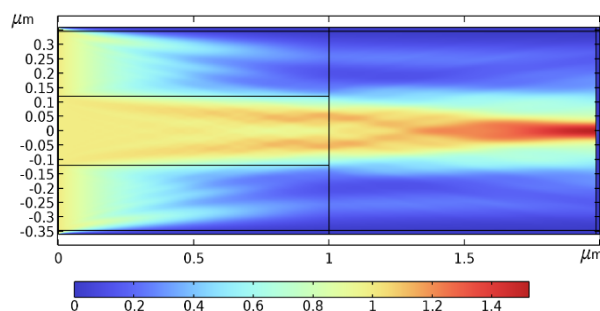


Рис. 1. Распределение интенсивности рентгеновского излучения при прохождении Si канала ($d = 240$ нм, $L = 1000$ нм, $\lambda = 13.5$ нм)

Выходом из данной ситуации может послужить нанесение тонкого слоя материала с низкой рентгеновской прозрачностью для длины волны 13.5 нм, например, платины. В табл. 1 рассмотрены материалы с низкой рентгеновской прозрачностью для длин волн рентгеновского излучения $\lambda = 9.2$ – 13.5 нм.

Таблица 1. Коэффициент поглощения β , $\cdot 10^{-4}$

Материал	Коэффициент поглощения β , $\cdot 10^{-4}$		
	9.2	11.4	13.5
Si		143	18.26
Al		275	296.6
Al ₂ O ₃	219.4	310	389.9
Pt	149	285	600.4
HfO ₂	175.7	249	338

Нанесение двух слоев платины по 40 нм существенно повышает контраст выходного сигнала до уровня 50:1 и выше. Для конфигурации Pt/Si/Pt (40/1000/40 нм), $d = 240$ нм, оптимальная область остается в оптическом канале. Данную задачу удалось решить благодаря использованию только одного слоя платины, эквивалентного по толщине двум предыдущим (80 нм), нанесенного на слой кремния 200 нм. На рис. 2 представлено распределение интенсивности рентгеновского излучения для конфигурации Si/Pt (200/80 нм), $d = 130$ нм. Необходимо отметить, что оптимальная область находится на удалении 250 нм от выхода из канала.

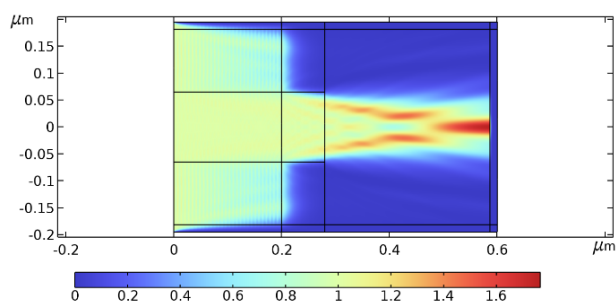


Рис. 2. Распределение интенсивности рентгеновского излучения при прохождении Si/Pt (200/80 нм) канала ($d = 130$ нм, $L = 280$ нм, $\lambda = 13.5$ нм)

В табл. 2 отображена зависимость ширины области засветки и оптимального расстояния Z от выхода из канала от ширины канала для конфигураций Si 200/Pt 80 и Pt 40/Si 1000/Pt 40 нм.

Таблица 2. Соответствие ширины области засветки и оптимального расстояния Z от ширины канала для длины волны рентгеновского излучения $\lambda = 13.5$ нм

Ширина канала, нм	Ширина области засветки, нм		Оптимальное расстояние Z от выхода из канала, нм	
	Si 200 нм	Si 1000 нм	Si 200 нм	Si 1000 нм
130	80	Остается в канале	200	Остается в канале
240	125	Остается в канале	820	Остается в канале
320	170	220	1500	800
400	210	280	2400	1800

С конструкционной точки зрения, наиболее оптимальным вариантом транспарентной маски является двухслойная мембрана Si/Pt (200/80 нм). Платина обладает низкой рентгеновской прозрачностью в диапазоне длин волн $\lambda = 13.5 \pm 0.2$ нм и высокой теплопроводностью, что позволяет создать высокий уровень контраста изображения (100:1) и эффективно отводить энергию фотонов рентгеновского излучения в объем конструкции динамической маски.

Финансирование

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «МСТ и ЭКБ» (МИЭТ) при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№075-15-2021-1350, 15.СИН.21.0004).

Литература

1. <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>.
2. <https://www.comsol.com/>
3. G. D. Gillen, S. Guha // Am. J. Phys. 2004. № 9 (72). С. 1195–1201.
4. <https://www.comsol.com/blogs/how-to-use-the-beam-envelopes-method-for-wave-optics-simulations/>

Двухзеркальный многослойный монохроматор для синхротронов поколения 4+

Е. И. Глушков^{1,*}, И. В. Малышев¹, Е. В. Петраков¹, Н. И. Чхало¹, Ю. В. Хомяков², Я. В. Ракшун², В. А. Чернов², И. П. Долбня³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, пр. Ак. Лаврентьева, д. 11, Новосибирск, 630090

³ Diamond Light Source, Harwell Science and Innovation Campus, Didcot, Oxfordshire, OX11 0DE, United Kingdom

*eglushkov@ipmras.ru

Разработан проект двухзеркального монохроматора (ДЗМ) для синхротрона «СКИФ» поколения 4+. Рассчитаны параметры многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) Mo/W₄C, W/W₄C и Cr/Be для монохроматизации синхротронного излучения (СИ) в диапазоне 10–30 кэВ. Для минимизации тепловой деформации рассчитаны оптимальные параметры кремниевых подложек МРЗ, содержащих проточки для достижения субмикрорадианной расходимости пучка СИ, падающего под углами скольжения 0.5–1.3° мощностью до 200 Вт. Оценено влияние расходимости пучка СИ на выходе ДЗМ на пятно фокусировки разрабатываемой в ИФМ РАН системы Киркпатрик — Баеза (КБ). Нанометровая остаточная тепловая деформация монохроматора может быть скомпенсирована децентровкой КБ-системы на несколько микрон. В докладе будет освещён текущий статус разработки монохроматора, будет описан разрабатываемый стенд для измерения формы длинных зеркал со шшивкой кадров, методика шшивки и приведены последние результаты по полировке кремниевых подложек.

Введение

На разрабатываемом в СО РАН источнике синхротронного излучения (СИ) 4-го поколения «СКИФ» планируется использование многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) для различных приложений. В частности, на экспериментальной Станции 1-1 «Микрофокус» [1] для выделения одной гармоники СИ и отвода $\approx 96\%$ тепла в ИФМ РАН разрабатывается двухзеркальный монохроматор (ДЗМ) с перестраиваемой рентгеновской длиной волны [2]. В ряде экспериментов на Станции 1-1 «Микрофокус» на выходе ДЗМ будет использоваться двухкристальный монохроматор, поэтому расходимость пучка на выходе ДЗМ не должна превышать расходимость после кристалльного монохроматора с СКО 1 мкрад.

Принципы устройства монохроматора

В основе монохроматора лежит следующая концепция. Для сохранения направления пучка для любой энергии используются два идентичных по параметрам плоских зеркала. Так как в процессе сканирования по энергии отраженный от первого зеркала луч изменяет направление, то второе зеркало, помимо подстройки по углу Брэгга, совершает линейное перемещение, чтобы отраженный от первого зеркала пучок попал в центр второго зеркала. В этом случае вышедший из монохроматора луч сохранит как направление движения, параллельно входящему в монохроматор пучка, так и постоянный офсет 11.5 мм. Выбор длины волны осуществляется поворотом зеркал на один угол.

Первое зеркало монохроматора установлено на системе подвижек, обеспечивающих для юстировки и сканирования по энергии следующие типы движений:

- поперечное (перпендикулярно направлению распространения рентгеновского пучка) в пределах ± 25 мм с шагом 5 мкм;
- вертикальное перемещение в пределах ± 25 мм с шагом 10 мкм;
- поворот зеркала для установки угла Брэгга в пределах 360° с шагом 0.0001° .

Вертикальное перемещение позволяет оперативно менять тип многослойного покрытия при наличии нескольких стрипов с МРЗ на одной подложке. Система подвижек второго зеркала, помимо указанных выше, включает в себя гониометр для наклона второго зеркала по отношению к первому и длинную линейную подвижку для сканирования по энергии. Гониометр обеспечивает наклон в диапазоне $\pm 17^\circ$ с шагом 0.001° . Продольная, линейная подвижка обеспечивает перемещение на 425 мм, с шагом 0.05 мм. Сверхвысокий вакуум ($5 \cdot 10^{-9}$ мбар) будет поддерживаться двумя магниторазрядными насосами, не дающими вибрации.

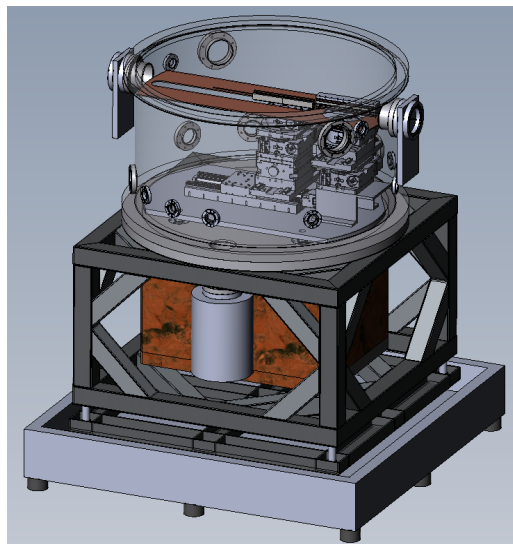


Рис. 1. Эскиз зеркального монохроматора с вакуумной камерой, рамой и пьедесталом для первичной настройки на пучок

Расчет параметров подложки

С учетом высоких интенсивностей пучков СИ немаловажным фактором, ограничивающим максимальный рабочий угол многослойных зеркал, является высокая плотность поглощенной мощности, приводящая к термоиндуцированной деформации по-

верхности, и соответственно отраженного волнового фронта. Для решения этой задачи были проведены тепловые расчеты в Solid Works. Зеркало представляет собой кремниевую подложку длиной 250 мм, шириной 23.5 мм, высотой 20 мм и проточками вдоль зеркала шириной 3 мм, глубиной 3.5 мм. Параметры подложки рассчитывались таким образом, чтобы расходимость пучка на выходе ДЗМ при угле скольжения 1.3° была порядка 1 мкрад, но может быть уменьшена на 12% отрезанием краёв пучка на выходе до 0.5 мкрад. Расходимость для меньших углов скольжения $0.5\text{--}0.9^\circ$ составляет 0.2–0.3 мкрад.

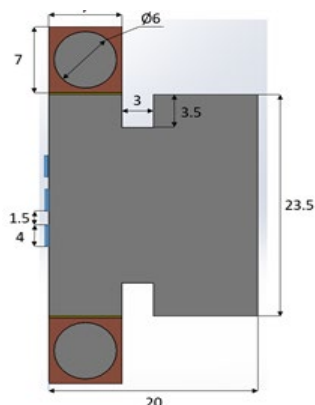


Рис. 2. Охлаждаемая водой подложка зеркал ДЗМ с проточками и тремя стрипами МРЗ на ней. Вид с торца, размеры в миллиметрах. Радиаторы прижаты к подложке через индиевую фольгу толщиной 0.2–0.5 мм

Проточки не должны проходить под стрипами МРЗ, так как технология протачивания может приводить к деформации поверхности над проточками. Охлаждение подложки осуществляется водой с температурой 23°C через медные радиаторы, расположенные в верхней части зеркала.

Выбор типов многослойных рентгеновских зеркал

Основными критериями при выборе состава и конструкции многослойных рентгеновских зеркал выступают коэффициенты отражения и спектральное разрешение в рабочем диапазоне. Так, для различных диапазонов длин волн были выбраны следующие пары материалов (число периодов N , период d , доля

сильно поглощающего слоя в периоде β и межслоевая шероховатость σ): 10–14 кэВ, $\text{Mo}/\text{B}_4\text{C}$, $N = 120$, $d = 3.71$ нм, $\beta = 0.25$, $\sigma = 0.4$ нм ($R^2 = 70\text{--}87\%$, $\Delta E/E = 1.5\text{--}1.6\%$); 14–30 кэВ, $\text{W}/\text{B}_4\text{C}$, $N = 200$, $d = 2.0$ нм, $\beta = 0.33$, $\sigma = 0.3$ нм ($R^2 = 35\text{--}80\%$, $\Delta E/E = 0.8\text{--}1.05\%$); 10–30 кэВ, Cr/Be , $N = 500$, $d = 2.0$ нм, $\beta = 0.5$, $\sigma = 0.43$ нм ($R^2 = 42\text{--}80\%$, $\Delta E/E = 0.27\text{--}0.31\%$).

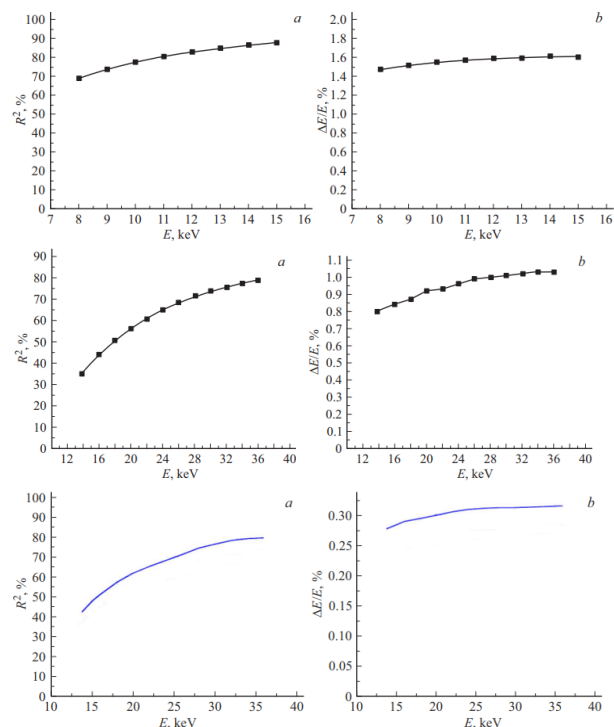


Рис. 3. Верхняя пара графиков — $\text{Mo}/\text{B}_4\text{C}$, средняя — $\text{W}/\text{B}_4\text{C}$, нижняя — Cr/Be

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, соглашение № 075-15-2021-1362.

Литература

1. Н. И. Чхало и др. // ЖТФ, №92(8), 1261–1266 (2022).
2. K. J. S. Sawhney et al. // Advances in X-Ray/EUV Optics and Components VI. Vol. 8139. SPIE, 2011.

Si-решетки с блеском для МР- и ЭУФ-излучения: влияние шероховатости на дифракционную эффективность

Л. И. Горай^{1,2,3,5,*}, Д. В. Мохов^{2,**}, Т. Н. Березовская², В. А. Шаров⁴, К. Ю. Шубина², Е. В. Пирогов², А. С. Дашков^{1,2}, А. Д. Буравлев^{1,3,4,5}

¹ СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, дом 5, лит. Ф, Санкт-Петербург, 197022

² Алферовский университет, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021

³ ИАП РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, лит. А., Санкт-Петербург, 198095

⁴ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021

⁵ Университет при МПА ЕвразЭС, ул. Смолячкова, д.14/1, Санкт-Петербург, 194044

* lig@pcgrate.com, **dm_mokhov@rambler.ru

Исследуется влияние шероховатости поверхности отражающей грани Si-решеток (угол блеска 1–4°; период 0.4, 1.4, 2 и 4 мкм; различные покрытия), работающих в мягком рентгеновском (МР) и ЭУФ-излучении, на отток дифракционной эффективности из рабочего порядка. Сравниваются значения абсолютной дифракционной эффективности, измеренные с помощью рефлектометра и смоделированные в программе PCGrate™ без учета и с учетом случайной шероховатости.

Введение

Для оценки допустимой шероховатости отражающей поверхности, не оказывающей существенного влияния на достижимую дифракционную эффективность изготавливаемых дифракционных решеток, обычно сравниваются значения эффективности, смоделированные с помощью программы (в нашем случае — PCGrate™ и моделирования интенсивности рассеяния по методу Монте-Карло) без учета и с учетом случайного рельефа [1, 2]. Оценка правильности рассчитанных значений эффективности проводится путем их сравнения с результатами рефлектометрических измерений. Ранее подобное исследование никем не проводилось, а допустимое значение СКО шероховатости отражающей поверхности, как правило, оценивалось как $\sigma \ll \lambda/6\cos\theta$, где λ — длина волны падающего излучения, θ — угол падения, отсчитанный от нормали. Для применений в ЭУФ считается приемлемым σ поверхности решетки ~ 0.5–1 нм [3], а для МР-диапазона ~ 0.3–0.4 нм [4].

Шероховатость поверхности, отражающей грани

На поверхности отражающей грани изготовленной Si-решетки наблюдается высокочастотная и среднечастотная (волнистость) шероховатость, на которой происходит рассеяние падающего излучения. Высокочастотная шероховатость (σ) была измерена с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) в поле 1×1 мкм, среднечастотная (R_q) — на длине 20 мкм вдоль штриха (рис. 1).

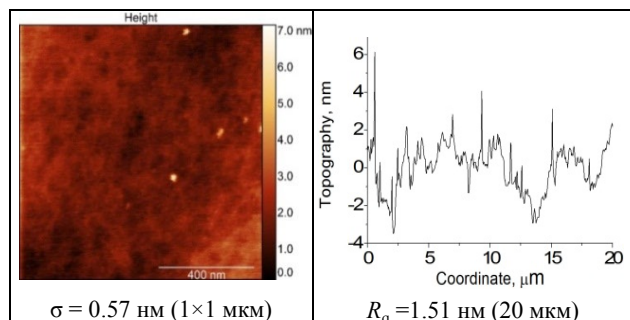


Рис. 1. Пример АСМ-топографии поверхности

На рис. 2 представлены изображения, полученные методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) поверхности решеток с периодом 1.4, 2 и 4 мкм и углом блеска ~ 4°.

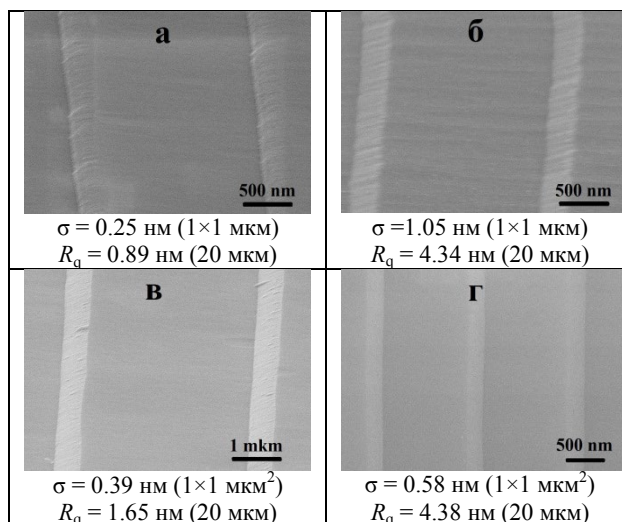


Рис. 2. РЭМ-изображения поверхности решетки с периодом: а, б — 2 мкм, в — 4 мкм, г — 1.4 мкм

Методы расчета

Абсолютная дифракционная эффективность (η) определялась моделированием с помощью программы PCGrate™ v.6.7.1 [5] с использованием реалистичных профилей штрихов и значений σ и R_q , измеренных с помощью АСМ на λ : 0.6–1, 4.47, 11.4, 13.5 нм. Ранее нами было продемонстрировано, что результаты моделирования на основе метода граничных интегральных уравнений и измерений η решеток имеют хорошее совпадение между собой [6]. Для оценки параметров профиля штриха с целью моделирования η сканируют АСМ-топографию поверхности решетки площадью 20×20 мкм. Путем обработки полученных сканов получают АСМ-топограмму усредненного профиля штриха решетки, который в цифровом формате вводят в PCGrate™ для расчета η без учета случайной шероховатости. Для учета случайной шероховатости берут неусредненные сканы с несколькими периодами штрихов и используют метод Монте-Карло.

Результаты и обсуждение

Результаты измерений и моделирования η с учетом и без учета шероховатости для двух решеток с периодом 2 мкм и углом блеска $\alpha \sim 4^\circ$, работающих в схеме классической дифракции, приведены в табл. 1 [6]. Для работы среднечастотных решеток в коротковолновом МР («tender X-ray») с относительно большим α ($1-4^\circ$) мы использовали схему конической дифракции с азимутальным углом падения φ . На рис. 3 представлен расчет спектральной η решетки с треугольным профилем штрихов, работающей в такой схеме с учетом шероховатости с $\sigma = 0.3$ нм. Неучет шероховатости увеличивает η в максимуме всего на 0.3%, а неучет АСМ-измеренного профиля — на несколько процентов. На рис. 4 представлен аналогичный расчет для высокочастотной $40 \times \text{Mo/Be}$ решетки с $\Lambda = 5.7$ нм на $\lambda = 11.4$ нм от θ . Для $\sigma = 0.5$ нм η в максимуме уменьшается на $\sim 1\%$. Показано слабое влияние шероховатости изготавливаемых для МР и ЭУФ средне- и высокочастотных решеток с $\sigma \sim 0.3-0.5$ нм для получения высокой η .

Таблица 1

Параметры решетки и измерений η	Абсолютная эффективность, %		
	Измерение	Расчет без R_q	Расчет с R_q
Au , $\sigma = 0.28$ нм, $R_q = 0.88$ нм; $\lambda = 4.47$ нм, (-6 порядок)	6.90	6.44	6.42
$5 \times \text{Mo/Si}$, $\sigma = 0.25$ нм, $R_q = 0.89$ нм; $\lambda = 13.5$ нм, (-8 порядок)	40.0	41.0	40.5

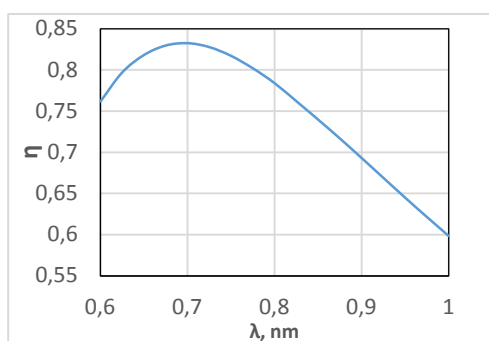


Рис. 3. Абсолютная эффективность -1-го порядка Au-решетки с $d = 1.4$ мкм, $\alpha = 1.65^\circ$ и $\sigma = 0.3$ нм, работающей в конической дифракции с $\theta = 1.65^\circ$ и $\varphi = 89.5^\circ$, в зависимости от λ .

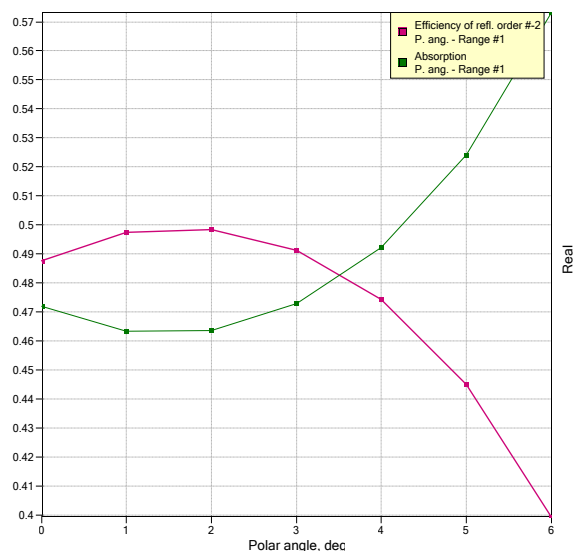


Рис. 4. Абсолютная эффективность -2-го порядка и поглощение $40 \times \text{Mo/Be}$ решетки с $d = 400$ нм и $\alpha = 1.65^\circ$ для $\lambda = 11.4$ нм в зависимости от θ .

Финансирование

Работа Л. И. Горая, А. С. Даикова, Д. В. Мохова, Е. В. Пирогова и К. Ю. Шубиной поддержана РФФ (грант № 19-12-00270-П).

Литература

1. L. I. Goray and G. Schmidt / *Gratings: Theory and Numerical Applications*, 447–536 (Presses universitaires de Provence, 2nd rev. ed., 2014).
2. L. Goray, M. Lubov // *J. Appl. Cryst.* **46**, 926 (2013).
3. D. L. Voronov, E. H. Anderson, R. Cambie *et al.* // *SPIE Proc.* **7448**, 74480J (2009).
4. L. Golub, P. Cheimets, E. E. DeLuca *et al.* // *J. Space Weather Space Clim.* **10**, 37 (2020).
5. Л. И. Горай, С. Ю. Садов / Компьютерная программа PCGrate™. URL: www.pcgrate.com.
6. Л. И. Горай, Т. Н. Березовская, Д. В. Мохов *и др.* // *Квантовая электроника*, **52**, № 10, 955 (2022).

Расчет параметров плазмы твердотельного лазерно-плазменного источника

В. Е. Гусева^{1,2,*}, А. Н. Нечай², А. А. Перекалов², Н. Н. Салащенко², Н. И. Чхало²

¹ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

*vamnell.7g@mail.ru

В рамках работы проведен теоретический расчет температуры и плотности лазерной плазмы, формируемой при лазерном пробое твердотельной мишени. Найдены геометрические и термодинамические параметры лазерной плазмы в зоне разряда. Получены зависимости температуры и размеров плазменного облака от энергии возбуждения. Оценочный расчет построен в соответствии с теорией Райзера и Зельдовича. Расчетные параметры Nd:YAG-лазера: длительность импульса 5,2 нс, энергия импульса 0,2–0,9 Дж.

Введение

Лазерно-плазменные источники (ЛПИ) при возбуждении лазерным импульсом различного рода мишеней в настоящее время являются наиболее перспективными источниками излучения в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне [1]. Наиболее изученными являются ЛПИ с использованием газовых струй в качестве мишеней. В большом числе работ были исследованы частные аспекты применения лазерно-плазменных источников ЭУФ-излучения. В настоящей работе проведен теоретический оценочный расчет характеристик ЛПИ, формируемого на твердотельной мишени.

Метод расчета

За основу теоретической модели разлета плазмы с поверхности твердого тела была взята задача Зельдовича [2] о взрыве на поверхности (сосредоточенном кратковременном ударе по поверхности газа). В соответствии с теорией Зельдовича и при учете изотропности плазмы разлет вещества с поверхности твердого тела по форме является полусферическим.

Длительность импульса лазера $\tau \approx 5$ нс. Расчет проводится для каждой наносекунды последовательно. Таким образом, расчет делится на несколько временных отрезков, на каждом из которых считается усредненная температура и скорость разлета вещества. Из энергетических соотношений скорость разлета вещества определяется формулой (1), где температура различна для каждой наносекунды:

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{M}}. \quad (1)$$

Тогда расстояние, на которое разлетятся частицы за первую наносекунду, $R_1 = v_1 t$. Так же последовательно расстояние разлета для последующих времен определяются как сумма расстояний разлета за предыдущее время плюс $R_i = v_i t$, где $t = 1$ нс. Расстояние разлета вещества является радиусом полусферы, содержащей разлетевшиеся частицы. Количество частиц в полусфере определяется интегралом от распределения частиц по объему полусферы:

$$N_{\text{сф}} = \int_0^{R_i} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} n_0 \left(1 - \frac{r^2}{R_i^2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} r^2 \sin\theta \, dr d\theta d\varphi. \quad (2)$$

Считаем, что энергия лазерного импульса распределена равномерно во времени внутри одного импульса, тогда за 1 нс энергия лазера $E_i = E/\tau$. Энергия лазера идет на первичную ионизацию и нагрев час-

тиц. Процесс ионизации происходит для всех попавших под излучение лазера частиц до их разлета в полусферу. Таким образом, плазменное облако, в котором продолжается нагрев частиц, представляет собой цилиндр диаметром равный диаметру лазерного пучка и высотой, определяемой расфокусированием, на которое разлетаются частицы плазмы. В расчетах пренебрегаем сужением лазерного пучка вблизи области фокуса и считаем диаметр пучка постоянным, равным диаметру фокусного пятна 60 мкм. Частицы, вылетевшие в полусферу за пределы цилиндра, считаются холодными. Из этих соображений температура внутри плазменного цилиндра определяется формулой

$$T_i = \frac{E_i - I N_{\text{сф}}}{\frac{3}{2} k N_{\text{ц}} (z+1)}. \quad (3)$$

Здесь I — суммарный потенциал ионизации, z — степень ионизации, $N_{\text{сф}}$ и $N_{\text{ц}}$ — количество частиц в полусфере и в цилиндре соответственно.

Температура плазменного облака и скорость разлета, однозначно, связаны. Таким образом, необходимо проводить расчет методом подбора и итераций.

Результаты и обсуждение

В расчетной модели в качестве вещества твердотельной мишени использовался натрий. Энергия импульса лазера 0,7 Дж. Параметры плазмы натрия в зависимости от времени указаны в таблице 1.

Таблица 1. Параметры плазмы натрия во времени

t , нс	v , км/с	R , мкм	$N_{\text{сф}}$, шт.	$N_{\text{ц}}$, шт.	T , К
1	27	27	$6 \cdot 10^{14}$	-	$6.7 \cdot 10^5$
2	14	40	$2.1 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{15}$	$1.7 \cdot 10^5$
3	8	48	$3.5 \cdot 10^{15}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	$5.7 \cdot 10^4$
4	5	53	$4.7 \cdot 10^{15}$	$1.8 \cdot 10^{15}$	$2.3 \cdot 10^4$
5	4	58	$5.8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	$1.6 \cdot 10^4$

За первую наносекунду расстояние разлета, являющееся радиусом полусферы, содержащей частицы вещества, составляет 27 мкм, что меньше радиуса лазерного пучка (30 мкм). Таким образом, полусфера разлета полностью находится внутри цилиндра, образованного излучением лазера. В таком случае все частицы продолжают нагреваться под воздействием излучения лазера.

Кроме того, количество частиц в цилиндре непрерывно растет за счет частиц, вылетающих из кратера, выбитого излучением лазера. Высокая плот-

ность вещества препятствует его прогреву лазерным излучением, в результате чего плазменное облако остывает. Максимальное значение температуры плазмы достигается в течение первой наносекунды с момента начала лазерного импульса.

Максимальный радиус полусферы разлета плазмы является высотой плазменного облака, имеющего форму цилиндра с диаметром, равным диаметру лазерного пучка (60 мкм). Таким образом, зона образования плазмы достигает высоты 58 мкм с диаметром 60 мкм. Зависимость расстояния разлета плазмы, и соответственно высоты плазменного «цилиндра» от энергии возбуждения, показана на рис. 1.

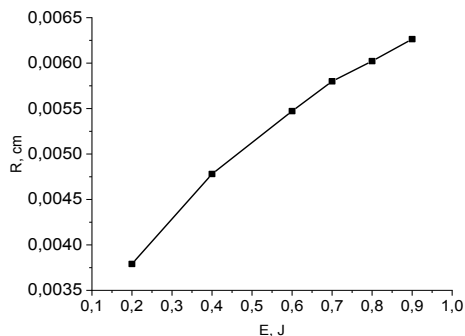


Рис. 1. Зависимость расстояния разлета плазмы от энергии возбуждения

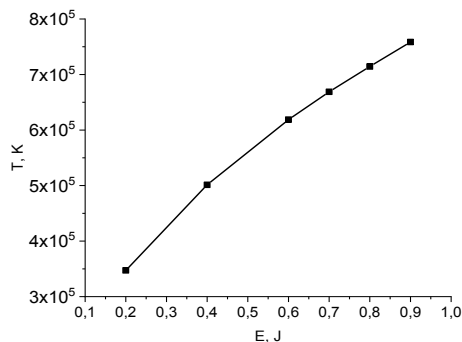


Рис. 2. Зависимость температуры плазмы от энергии возбуждения

Из графика видно, что при увеличении энергии излучения лазера высота плазменного облака увеличивается. Зависимость температуры плазмы в момент максимального нагрева от энергии лазерного импульса показана на рис. 2. Общий вид зависимости при изменении энергии возбуждения сохраняется. Из графика видно, что температура плазменного облака увеличивается с ростом энергии лазерного импульса.

Выводы

Таким образом, был проведен оценочный теоретический расчет температуры и геометрических параметров плазменного облака при возбуждении твердотельной мишени лазерным излучением.

Высота плазменного «цилиндра» за время импульса лазера составляет 58 мкм с диаметром 60 мкм.

В результате проведенного оценочного расчета геометрических параметров и температуры плазмы натрия были сделаны следующие выводы.

1. Температура и скорость плазмы значительно уменьшаются за время лазерного импульса.
2. Плазма остывает за счет увеличения плотности частиц в «цилиндре», несмотря на то, что большее количество частиц вылетают за его пределы.
3. Температура и высота плазменного облака растут при увеличении энергии излучения лазера.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0022.

Литература

1. Барышева М. М., Пестов А. Е., Салашенко Н. Н., Торопов М. Н., Чхало Н. И. // УФН. 2012. Т. 182. Вып. 7. С. 727-747.
2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Москва : Наука, 1966.

Использование морфометрических величин при изучении рельефа поверхности рентгенооптических элементов

А. А. Дедкова^{1,2,*}, И. В. Флоринский^{1,**}, А. К. Чернышев³

¹ ИМПБ РАН – филиал ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, ул. проф. Виткевича, д. 1, Пущино, 142290

² НИУ МИЭТ, пл. Шокина, д.1, Зеленоград, 124498

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

*dedkova@ckp-miet.ru, **iflor@mail.ru

Показано применение морфометрических величин (кривизны максимальной, минимальной, средней, топографического индекса и др.) при исследовании поверхности рентгенооптических элементов. Расчеты проведены на цифровых моделях рельефа (ЦМР) оптического элемента М4 объектива $\times 13$ до и после технологических обработок. Продемонстрирована наглядная визуализация слабовыраженных неоднородностей рельефа, в том числе не отображаемых на картах исходных ЦМР.

Введение

Исследование формы и рельефа поверхности является типичной задачей в различных сферах и на различных масштабах: от нанорельефа микроструктур до макрорельефа поверхности планет. Недавняя серия работ авторов [1, 2] посвящена применению методов геоморфометрии [3] для изучения особенностей рельефа пластин и структур в микроэлектронике. Цель настоящего исследования – применение подобных подходов в рентгеновской оптике.

Методика эксперимента

Исследовался оптический элемент М4 объектива $\times 13$. Цифровая модель рельефа (ЦМР) формировалась на основе измерений интерферометра с дифракционной волной сравнения (ИДВС) [4]. Проводились измерения образца (рис. 1, *a–в*): после обработки поверхности по методике механического притира [5], затем после осесимметричной коррекции широкоапертурным ионным источником через специальную маску, после локальной коррекции малоразмерным

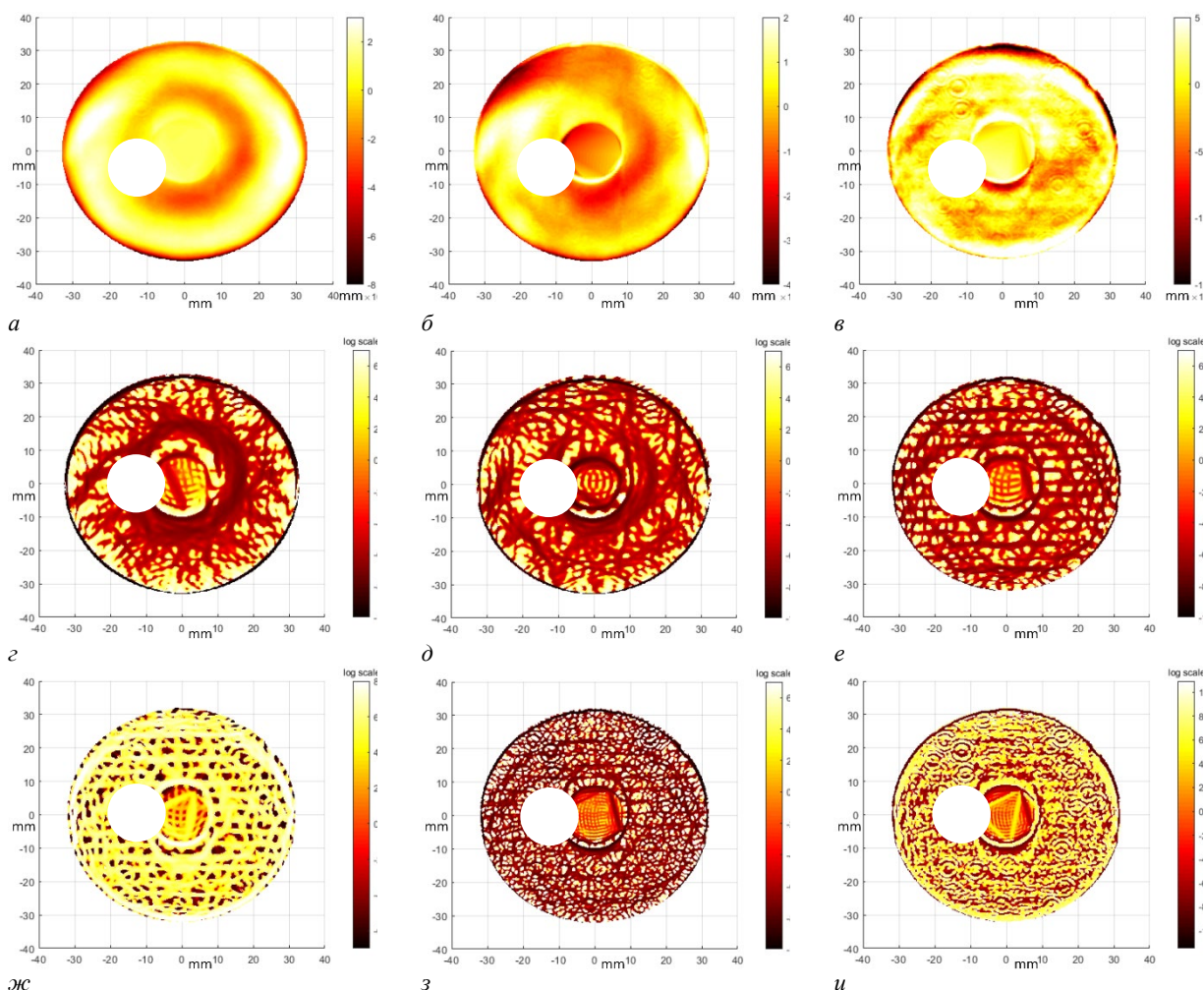


Рис. 1. ЦМР (*a–в*) и рассчитанные морфометрические величины (*г–и*) для оптического элемента М4 на различных этапах технологической обработки: после обработки по методике механического притира (*a, г*), после осесимметричной обработки (*б, д*), после локальной обработки (*в, е–и*). Морфометрические величины: k_{min} (*г–е, з*), k_{max} (*ж*), H (*и*). Число коэффициентов разложения n при аппроксимации: $n = 100$ (*г–ж*), $n = 200$ (*з, и*)

ионным пучком [6]. Параметры ЦМР: размер 375×375 , шаг сетки (XY) 0,175 мм.

Рассчитаны и проанализированы морфометрические величины: кривизна максимальная k_{max} , минимальная k_{min} , средняя H , гауссова K , индекс формы IS , индекс изогнутости C , несферичность M , топографический индекс TI и др. Их определения, формулы и физико-математические интерпретации приведены в [3]. Для расчетов применялся универсальный спектрально-аналитический метод с использованием полиномов Чебышева и суммирования Фейера [3]. Метод предназначен для обработки регулярных ЦМР в рамках единой схемы, включающей глобальную аппроксимацию ЦМР, генерализацию и подавление шума в ЦМР, а также расчет морфометрических характеристик на основе аналитического вычисления частных производных. При моделировании использовалось 100 и 200 коэффициентов разложения n исходной функции высоты по полиномам Чебышева. Расчеты проводились с использованием среды Matlab.

Результаты и обсуждение

На рис. 1, z - u представлены примеры карт рассчитанных морфометрических величин. Они отображают особенности нанорельефа образца в соответствии с их физико-математическим смыслом. Например, для выпуклых локальных участков поверхности $H > 0$, для вогнутых $H < 0$, для локальных участков уплощения $H = 0$. $k_{max} > 0$ соответствуют протяженным выпуклым областям поверхности, $k_{max} < 0$ — локальным вогнутым элементам рельефа («впадинам»). $k_{min} > 0$ соответствуют локальным выпуклым участкам («бугоркам»), $k_{min} < 0$ — протяженным вогнутым участкам поверхности. Использование различного числа коэффициентов разложения n позволило изучать рельеф на разном масштабном уровне (с различной степенью детализации).

Изучалось: изменение морфометрических величин на различных этапах технологической обработки (рис. 1, a – e), возможности выявления ненаблюдаемых непосредственно на ЦМР слабовыраженных особенностей рельефа (рис. 1, e – $ж$), вызванные особенностями проведения измерений артефакты на ЦМР (рис. 1, u) и др.

Показано, что данные подходы полезны для:

1) более наглядной визуализации неоднородностей рельефа (локальных бугров, впадин и др.), что потенциально становится наиболее актуально ближе к завершению технологических этапов обработки;

2) обнаружения «тонких» неоднородностей рельефа, которые не отображаются на картах исходных ЦМР. Например, «горизонтальных полос» на картах кривизн (рис. 1, e – u);

3) визуализации (для последующего устранения из ЦМР) кольцевых структур (в рассматриваемом случае, вызванном наличием пылинок на регистрирующей системе интерферометра) (рис. 1, u).

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ, проект № 22-21-00614.

Литература

1. A. A. Dedkova *et al.* // Russian Journal of Nondestructive Testing **57** (11), 1000 (2021).
2. A. A. Дедкова *и др.* // ЖТФ **92** (8), 1113 (2022).
3. I. V. Florinsky. Digital Terrain Analysis in Soil Science and Geology. 2016.
4. A. A. Akhsakhalyan *et al.* // Precis. Eng. **72**, 330 (2021).
5. M. N. Toropov *et al.* // Tech. Phys. **65**, 1873 (2020).
6. A. K. Chernyshev *et al.* // Precis. Eng. **69**, 29 (2021).

Модель формирования рентгенооптических покрытий с заданными параметрами методом магнетронного напыления

К. В. Дуров*, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*zevs2801@mail.ru

В работе представлены результаты исследования отражательных характеристик короткопериодных зеркал на основе пары материалов Mo/W₂C. В рамках исследования была продемонстрирована термическая стабильность исследуемых структур. При отжиге зеркал в течение часа при температурах до 300 градусов деградации отражательных характеристик не наблюдалось.

Метод магнетронного напыления многослойных зеркал получил широкое распространение в мире. Синтезированные с развитием и усовершенствованием этого метода зеркала позволили достичь существенных успехов в различных областях науки и техники, таких как физика Солнца, изучение высокотемпературной лабораторной плазмы, проекционная рентгеновская литография, рентгеновская микроскопия и др. При этом зачастую требуется наличие заданного распределения периода по площади подложки. Как правило, это распределение получается эмпирическим путем в ходе итерационной коррекции так называемых прецизионных фигурных диафрагм — элемента, помещаемого между распыляемой мишенью и подложкой.

На рис. 1 приведена схема установки магнетронного напыления [1].

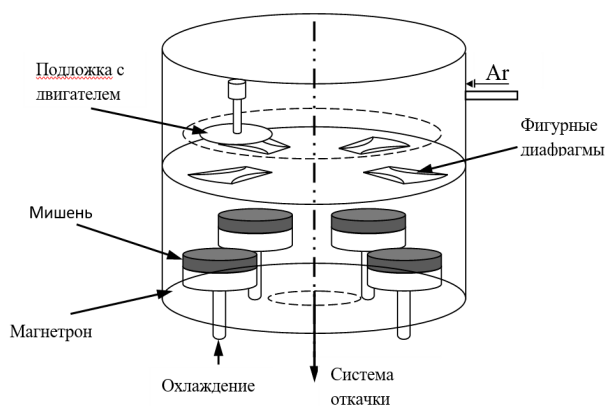


Рис. 1. Схема установки магнетронного напыления

На рисунке хорошо видны фигурные диафрагмы, размещенные между подложкой и магнетронами. Видно, что форма щели у них изменяется в одном направлении (по радиусу вакуумной камеры). Подложка движется по окружности. Если у нее нет вращения вокруг оси, градиент периода может быть сформирован только в одном направлении. В то же время есть ряд приложений, где требуется задавать распределение периода отражающего покрытия в двух перпендикулярных направлениях.

Каждый магнетрон представляет собой источник с кольцевым разрядом. На поверхности расположена мишень распыляемого материала диаметром 150 мм и толщиной от 2 мм до 8 мм, служащая катодом. Магнитная система магнетрона создает в зазоре между полюсами постоянное магнитное поле напряженностью $(4-7) \cdot 10^{-2}$ Тл.

В данной работе на основе модели распыления мишеней приводятся расчеты формы фигурных диафрагм, а также предлагается методика напыления, позволяющая воспроизводить заданные в двух направлениях градиенты периода.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20108.

Литература

1. И. Г. Забродин, Б. А. Закалов, И. А. Каськов и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2013. №7. С. 37–39.

Явление и следствия волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения

Е. В. Егоров^{1,2}, В. К. Егоров^{1,*}

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Ак. Осипьяна, 6, Черноголовка, 142432

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, 141120

*egorov-iptm@mail.ru

Выполнены экспериментальные исследования зависимости параметров рентгеновских квазимонохроматических потоков, формируемых плоским протяженным щелевым зазором, образованным кварцевыми полированными рефлекторами, от ширины этого зазора. Проведено сравнение полученных результатов с аналогичными данными, зарегистрированными для системы двух последовательно установленных вертикальных обрезающих щелей, расположенных на расстоянии, совпадающим с длиной использованных протяженных щелевых зазоров, при синфазном изменении их ширины. На основании сравнения полученных зависимостей сделано предположение, что, кроме механизмов свободного распространения потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения и их многократного последовательного полного внешнего отражения, существует механизм волноводно-резонансного распространения квазимонохроматических волновых потоков. Разработана теоретическая модель волноводно-резонансного распространения рентгеновских квазимонохроматических потоков на базе учета явления интерференции падающего и отраженного потоков с образованием области стоячей радиационной волны, обосновавшая условия реализации этого механизма.

При изучении явления зеркального отражения стационарных потоков оптического излучения было экспериментально установлено, что угол падения потока всегда равен углу его отражения, а в области отражения возникает локальное интерференционное поле стоячей оптической волны [1]. Аналогичные экспериментальные исследования особенностей явления полного внешнего отражения квазимонохроматического рентгеновского излучения на материальном интерфейсе также продемонстрировали факт возникновения локального интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в пространстве над интерфейсом [2]. Размеры этого поля ограничены, поскольку интерференционное взаимодействие между падающим и отраженным потоками исчезает, когда фазовый сдвиг между ними превышает значение 180° [3]. Преобразование фазового критерия в линейный фактор позволяет определить линейный параметр, который ограничивает продольный размер этого поля значением $\lambda_0^2/2\Delta\lambda$, которое представляет собой половину длины когерентности отражаемого излучения. Для оценки величины поперечного размера этого поля была использована концепция пространственной когерентности радиационного потока [4]. На ее базе удалось показать, что поперечный размер этого поля также определяется половиной длины когерентности отражаемого излучения [5].

Наличие объективной оценки поперечного размера локального интерференционного поля, образующегося в условиях полного внешнего отражения потока квазимонохроматического излучения, позволяет охарактеризовать особенности транспортировки такого потока плоским протяженным щелевым зазором.

Рассмотрение показывает, что возможны две принципиально отличающиеся ситуации. Если поперечный размер локальных интерференционных полей оказывается меньше ширины щелевого зазора, то реализуется транспортировка потока в соответствии с механизмом его многократного полного внешнего отражения (рис. 1, а). В противном случае локальные интерференционные поля сливаются, образуя во всем пространстве протяженного щелевого зазора одно-

родное интерференционное поле стоячей рентгеновской волны (рис. 1, б). Механизм распространения рентгеновского излучения, соответствующий первому случаю, характерен для объяснения функционирования рентгеновских полей и монокапиллярных структур. Модель, описывающая второй случай, оказалась востребованной для описания особенностей аномального распространения рентгеновской радиации в наноразмерных плоских протяженных щелевых зазорах [6].

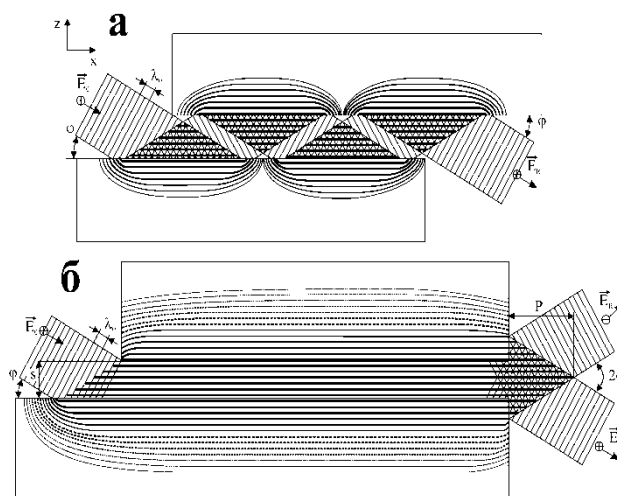


Рис. 1. Схемы визуализации распространения рентгеновского потока в протяженном щелевом зазоре по механизму многократного полного внешнего отражения (а) и волноводно-резонансному механизму (б)

На рис. 2 показана зависимость интегральной интенсивности потока $\text{CuK}\alpha$, сформированного плоским протяженным щелевым зазором, от его ширины. Оказалось, что зависимость состоит из трех линейных участков, из которых высокоразмерная область щелевых зазоров может быть описана транспортировкой излучения как совокупности свободного и многократного полного внешнего распространения. При уменьшении ширины щелевого зазора до нуля в соответствии с этими механизмами интенсивность

формируемого потока также должна стремиться к нулю.

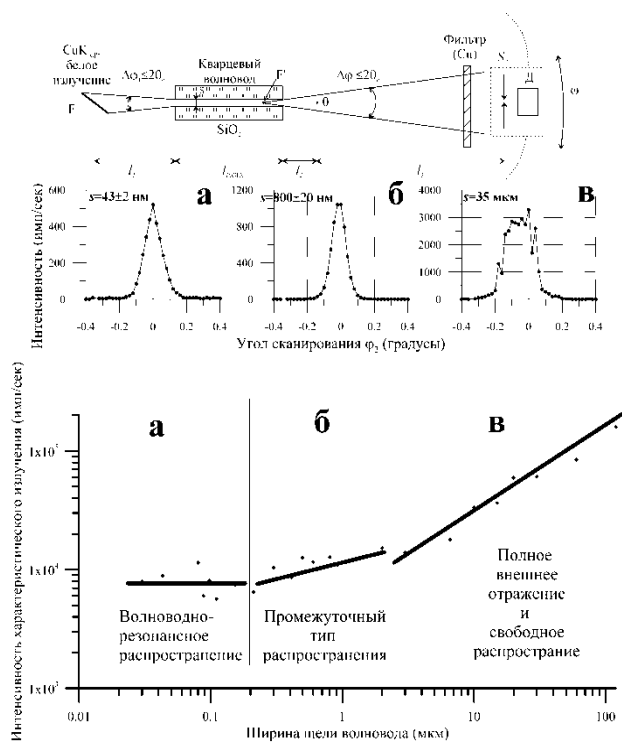


Рис. 2. Экспериментальная схема для изучения зависимости пространственного распределения интенсивности рентгеновского излучения в потоке, сформированном плоским протяженным щелевым зазором, от его ширины (а), примеры распределения для нескольких ширин зазоров (б) и экспериментальная зависимость интегральной интенсивности потока, сформированного таким зазором, от его ширины (в)

Однако экспериментально этого не наблюдается. При ширине зазора 200 нм интенсивность достигает некоторого значения, которое остается постоянным при дальнейшем уменьшении ширины зазора вплоть до использования так называемого «бесщелевого» рентгеновского коллиматора. Расчеты показали, что 200 нм для излучения $\text{CuK}\alpha$ соответствуют половине длины когерентности этого излучения.

Следовательно, при использовании плоского протяженного щелевого зазора, образованного кварцевыми рефлекторами для транспортировки потока $\text{CuK}\alpha$, излучение распространяется в соответствии с ранее неизвестным механизмом распространения радиации — его волноводно-резонансным течением. В работе рассмотрены особенности этого механизма и его независимость от типа волновой природы.

Финансирование

Работа подготовлена в рамках государственного задания №075-01304-23-00.

Литература

1. O. Wiener // *Ann. Phys.* **V276(6)**, 203–243 (1890).
2. M. Bedzyk, M. Bommarito, G. Schildkraut // *Phys. Rev. Lett.* **V69**, 1376–1379 (1989).
3. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. М. : Наука, 1973. 719 с.
4. Л. Мандель, Э. Вольф. *Оптическая когерентность и квантовая оптика*. М. : Физматлит, 2000. 895 с.
5. V. K. Egorov, E. V. Egorov // *X-ray Spectroscopy*. V. 36, 381–397 (2007).
6. V. K. Egorov, E. V. Egorov // *Advances in X-ray Analysis*. V. 46, 307–317 (2003).

Перспективы применения жидкого стекла для сглаживания поверхности оптических элементов

М. В. Зорина^{1,*}, М. С. Михайленко^{1,2}, Д. В. Петрова^{1,2},
А. Е. Пестов¹, Н. И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603095

*mzor@ipmras.ru

В работе исследовались различные составы «жидкого стекла» с целью использования в качестве технологического покрытия подложек из плохополируемого материала (Ве) для рентгенооптических элементов космического базирования; изучалось влияние ионного травления на шероховатость поверхности и стойкость к ионному травлению. Найден состав, обеспечивающий заметное снижение шероховатости и стойкость к пучку ионов Ag.

Введение

С ростом задач, решаемых обсерваториями космического базирования коротковолнового диапазона длин волн, возрос интерес к поиску новых материалов для подложек зеркал рентгенооптических элементов. Основными предъявляемыми к ним требованиями являются низкая масса и возможность прецизионной обработки поверхности ионными пучками (ионные полировка/асферизация/коррекция формы). Требования к подложкам зеркал на точность формы и шероховатость поверхности вытекают из рабочей длины волны света. Для ВУФ- и ЭУФ-диапазонов ($\lambda \in [10; 200]$ нм) значение эффективной шероховатости поверхности должно быть менее 1 нм, а точность формы лучше, чем $\lambda/14$, где λ — рабочая длина волны. Наиболее перспективным материалом подложек на данный момент представляется бериллий, однако из-за порошковой структуры материала бериллий плохо поддается ионной обработке. Поэтому активно ведется поиск технологического покрытия, поддающегося полировке и последующей ионной обработке [1]. В данной работе в качестве такого покрытия предлагается использовать т. н. «жидкое стекло». Само понятие жидкое стекло довольно обширно и включает в себя щелочные растворы силикатов, оно может быть калиевым, натриевым, литиевым, а также на основе четвертичного аммония или других сильных органических оснований. Растворимые стекла (силиката натрия, калия и лития) представляют собой вещества в аморфном состоянии, состав которых определяется содержанием оксидов SiO_2 и MO_2 . Одной из важных характеристик такого стекла является его силикатный модуль — мольное соотношение SiO_2/MO_2 , где М — это атом К, Na, или Li.

Описание эксперимента

В качестве образцов использовались подложки из монокристаллического кремния, на которые методом магнетронного распыления были нанесены плёнки хрома толщиной 500 нм. На поверхность полученных плёнок были методом центрифугирования нанесены синтезированные плёнки трёх составов: 1) Na_2SiO_3 ; 2) $\text{Na}_2\text{SiO}_3+(\text{NH}_2)_2\text{CO}$; 3) $(\text{N}(\text{CH}_3)_4)_2\text{OnSiO}_2$.

Ионное травление проводили на установке ионно-пучкового травления, подробно описанной в [2]. Для проведения эксперимента образец устанавливался на предметный столик под нормалью к пучку.

Контроль глубины травления проводился по свидетелю, часть поверхности которого закрывалась маской. Травление производилось ионами Ag ($j = 0.7 \text{ mA/cm}^2$) с энергией 800 эВ. Образец подвергался ионной бомбардировке, после чего измерялись глубины травления (с помощью интерференционного микроскопа белого света Talysurf CCI 2000 — измерялась высота ступеньки, образовавшейся на границе маски) и шероховатости — измерялась на атомно-силовом микроскопе NTegra (NT-MDT). Значение эффективной шероховатости рассчитывалось по методу PSD-функции, восстановленной по двум кадрам 40×40 мкм и 2×2 мкм. Толщина пленок жидкого стекла измерялась гравиметрически и составляла ≈ 500 нм.

Результаты и обсуждение

Исходная поверхность плёнки хрома приведена на рис. 1, а, ей соответствует величина эффективной шероховатости $\sim 5,4$ нм, что связано с большой толщиной пленки Cr. Проводились попытки нанесения жидкого стекла на плёнки Cr меньшей толщины (~ 100 нм), однако это приводило к травлению кремневой подложки из-за сильнощелочной среды жидких стекол, pH которых в зависимости от состава варьируется от 11,5 до 13. Однако на реальных Ве-подложках этот эффект проявляться не будет из-за отсутствия химического взаимодействия Ве с щелочными средами. На рис 1, б и в приведены АСМ-кадры поверхности 2×2 мкм жидкого стекла №2 после ионного травления. Как можно видеть, несмотря на значительную шероховатость исходной поверхности, наблюдается существенное ее сглаживание.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность формирования рентгенооптических элементов из материалов, не поддающихся финишной полировке, в частности бериллия, путём нанесения технологического покрытия из жидкого стекла составом $\text{Na}_2\text{SiO}_3+(\text{NH}_2)_2\text{CO}$ с последующей полировкой ускоренными ионами Ag с энергией 800 эВ и плотностью тока 0.7 mA/cm^2 при нормальном падении ионов на поверхность. Для поверхности с исходной шероховатостью на уровне 5.6 нм во всём диапазоне пространственных частот после нанесения слоя жидкого стекла эффективная шероховатость стала 2.6 нм, и после ионной полировки удалось получить эффективную шероховатость 0.86 нм во всём диапазоне пространственных частот (рис. 2.).

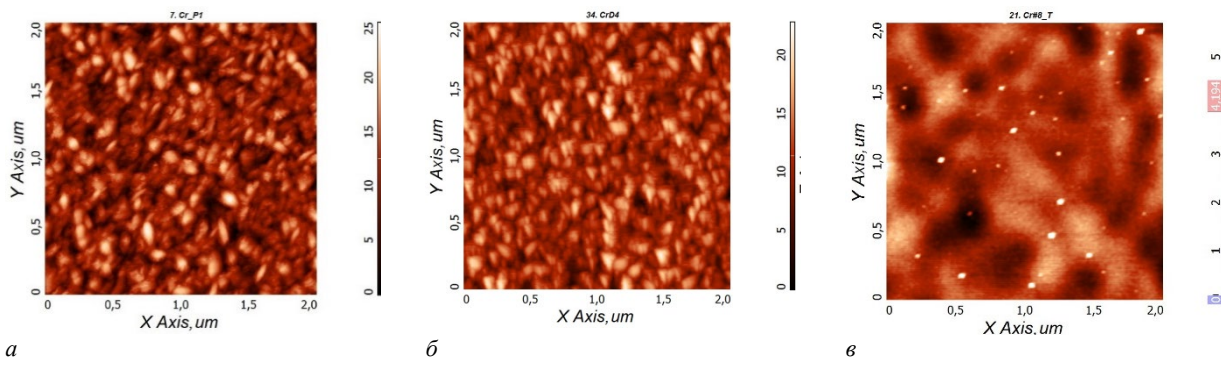


Рис. 1. АСМ-кадры 2×2 мкм: *а* — исходная поверхность плёнки хрома; *б* — поверхность жидкого стекла с добавкой мочевины; *в* — поверхность жидкого стекла с добавкой мочевины после ионного травления

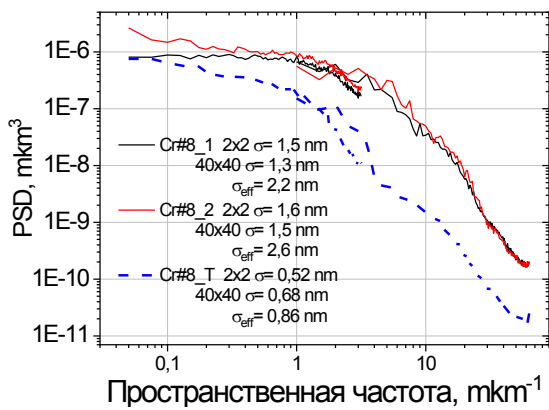


Рис. 2. PSD-функция (черная и красная кривая соответствуют поверхности до ионного травления Cr и жидкого стекла соответственно; пунктирная — после травления)

Финансирование

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 21-72-30029 и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. N. I. Chkhalo et al. // Surface & Coatings Technology. 311. p. 351–356 (2017).
2. N. I. Chkhalo et al. // Precision Engineering. Vol.48, p. 338–346 (2017).

Концепция одноэлементного широкополосного VLS-монокроматора высокого разрешения для ВУФ-диапазона

А. О. Колесников*, Е. А. Вишняков, А. Н. Шатохин, Е. Н. Рагозин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991.
*alexey6180@gmail.com

Предложена концепция новой схемы монокроматора на основе единственного оптического элемента — плоской VLS-решетки. Сканирование длины волны осуществляется простой линейной трансляцией решетки вдоль ее поверхности, при этом источник, входная, выходная щели и детектор излучения неподвижны, угол отклонения постоянен, а остаточные aberrации дифрагированного пучка малы и не меняются. При этом достигается высокое спектральное разрешение в широком диапазоне длин волн. Рассчитаны два варианта монокроматора. Компактный вариант (входное и выходное плечи равны 362 мм) обладает разрешающей способностью ~6000 в диапазоне 34–635 Å при ширине выходной щели 5 мкм. Синхротронный вариант (входное плечо 28,5 м, выходное 0,65 м) обладает разрешающей способностью не менее 1000 (при ширине освещаемой области решетки 24 мм) в диапазоне 125–4200 Å при ширине выходной щели 8 мкм.

Введение

Монокроматоры высокого разрешения на основе дифракционной решетки применяются для метрологии, исследования источников мягкого рентгеновского излучения, а также исследования материалов. Наиболее востребованными являются схемы, в которых сканирование длины волны не требует перемещения входной и выходной щелей, источника и детектора. К ним относятся, например, монокроматор Хеттрика — Андервуда и схема Черни — Тернера. Обе эти схемы могут обеспечивать высокое разрешение в широком спектральном диапазоне, при этом схема Хеттрика — Андервуда имеет два оптических элемента, а схема Черни — Тернера — трехэлементная.

Однако известные из литературы одноэлементные монокроматоры или не обладают одновременно и широким спектральным диапазоном, и высокой разрешающей способностью, или имеют сложную кинематику [1], или требуют сложную в изготовлении решетку [2]. Поэтому целью настоящей работы было рассчитать одноэлементный монокроматор с предельно простой кинематикой, широким спектральным диапазоном и высокой разрешающей способностью на основе VLS-решетки (Varied Line-Space grating — решетки с переменным шагом) с прямолинейными штрихами.

Принцип расчета схемы

Поскольку у плоской VLS-решетки частота штрихов p меняется вдоль координаты y на ее поверхности по следующему закону:

$$p(y) = p_0 + p_1 y + p_2 y^2 + p_3 y^3, \quad (1)$$

то этим свойством можно воспользоваться для сканирования длины волны. Перемещая решетку вдоль оси y , можно подставлять под фиксированный падающий пучок различные области ее поверхности с различными частотами штрихов. В результате будет меняться длина волны излучения, дифрагирующего под фиксированным углом. При этом автоматически выполняется условие постоянства направления входа φ и выхода ψ центрального луча (рис. 1).

В работе [3] было показано, что для перестройки длины волны при сохранении положения фокуса r'_h и

aberrаций пучка, необходимо в одно и то же число раз изменять все коэффициенты полинома (1). Чтобы такое изменение происходило при трансляции решетки, p должно экспоненциально зависеть от y : $p(y) = p_0 \exp(cy)$. Не для каждого набора параметров φ , ψ , r и r'_h экспоненциальная зависимость частоты штрихов от координаты будет оптимальной.

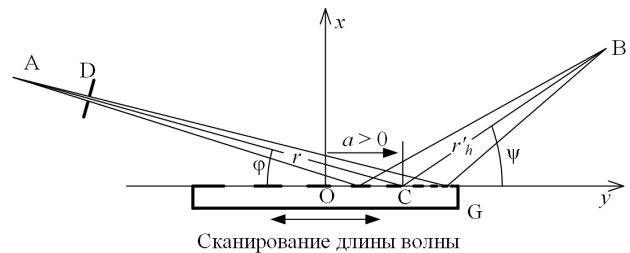


Рис. 1. Принципиальная схема монокроматора. А — источник, В — выходная щель, D — ограничивающая пучок диафрагма, G — плоская VLS-решетка, С — точка падения центрального луча на решетку, О — центр решетки, a — сдвиг решетки, r — входное плечо, r'_h — выходное плечо, φ и ψ — скользкие углы падения и дифракции

Поэтому для подбора геометрии схемы производилась оптимизация. Для нее достаточно рассмотреть лишь одну длину волны λ_0 и задать значение p_0 . Тогда угол дифракции однозначно определяется углом падения. Если зафиксировать длину выходного плеча r'_h , то в качестве параметров оптимизации остаются отношение длин входного и выходного плеч r'_h/r и угол падения φ . Коэффициенты полинома (1) находились как функции от r'_h , r , φ , ψ и λ_0 [3]. В качестве функционала оптимизации F рассматривалась безразмерная величина $p/\Delta p$ (по аналогии с разрешающей способностью $\lambda/\Delta\lambda$):

$$F(\varphi, \frac{r'_h}{r}) = \min_y \left| \frac{p_0 \exp(\frac{p_1}{p_0} y)}{p_0 \exp(\frac{p_1}{p_0} y) - p_0 - p_1 y - p_2 y^2 - p_3 y^3} \right|, \quad (2)$$

которая максимизировалась.

Результаты расчета и обсуждение

Анализ функционала F показал, что при $p_0 = 1200 \text{ мм}^{-1}$ и $\lambda_0 = 135 \text{ Å}$ для каждого угла падения φ в диапазоне от $0,5^\circ$ до $\sim 7,5^\circ$ существует единствен-

ное оптимальное значение отношения r'_h/r , которое убывает с ростом φ . Наиболее интересных случаев два: случай равных плеч $r'_h/r = 1$ при $\varphi = 3,4^\circ$ и синхротронный случай $r'_h/r \ll 1$ при $\varphi \sim 7^\circ$. Для каждого из таких случаев был произведен расчет монохроматора.

Случай равных плеч дает возможность создать компактный прибор. Длины плеч были выбраны равными 362 мм. Скользящий угол падения $\varphi = 3,4^\circ$, а угол дифракции $\psi = 10,9^\circ$. Остаточная aberrация дифрагированного пучка — сферическая. При ширине освещаемой части решетки 24 мм изображение точечного источника полностью умещается в выходную щель 5 мкм, что соответствует разрешающей способности 6000.

Параметры синхротронного прибора выбирались исходя из опыта расчета монохроматора для синхротрона СКИФ. Поэтому был выбран рабочий спектральный диапазон 125–4200 Å, а также расстояния $r = 28,55$ м и $r'_h = 0,65$ м, что соответствует углу скользящего падения $\sim 7^\circ$. При освещаемой ширине решетки 48 мм размер изображения точечного источника, определяющийся остаточной сферической aberrацией, не превышает 8 мкм, что дает разрешающую способность 6000.

При сканировании длины волны меняется лишь частота штрихов в области падения пучка на решетку, следовательно, изменяется и число штрихов, попавших в эту область. Число штрихов является дифракционным пределом разрешающей способности, поэтому с увеличением длины волны и уменьшением частоты штрихов она будет снижаться. Сохранение разрешающей способности не менее 6000 ограничивает длинноволновую границу спектрального рабочего диапазона. Для компактного монохроматора она составляет 665 Å. Коротковолновая граница соответствует высокой частоте штрихов. Если допустить возможным изготовление решетки с максимальной

частотой ~ 5000 мм⁻¹, то рабочий диапазон компактного монохроматора составит 34–665 Å.

Поскольку длина волны меняется с частотой штрихов, а частота — с координатой y на решетке, то для работы в широком диапазоне длин волн требуется очень большая VLS-решетка ($\sim 0,5$ м). Практически этого можно достичь изготовлением нескольких решеток ~ 10 см с разными частотами в центре. Чем шире спектральный диапазон и падающий на решетку пучок, тем больше решеток потребуются.

Заключение

Достоинством предложенной в работе концепции одноэлементного монохроматора является простота кинематики при работе в широком диапазоне длин волн с высоким спектральным разрешением. Длина волны меняется при помощи простого сдвига VLS-решетки вдоль своей поверхности, при этом источник, щели и детектор неподвижны. Зависимость частоты штрихов VLS-решетки от координаты описывается экспоненциальным законом. На основе концепции возможно создание как компактных лабораторных приборов, так и синхротронных монохроматоров, что подтверждается приведенными расчетами. Широкополосность прибора достигается использованием длинных ($\sim 0,5$ м) решеток, что означает применение набора сменных решеток. Разрешающую способность на коротких волнах определяют остаточные aberrации, а на длинных — дифракционная расходимость выходного пучка, что можно уместить в выходную щель < 10 мкм.

Литература

1. М.С. Hettrick // *Photonics*, **3**(1), 1 (2016).
2. М.С. Hettrick // *Opt. Express*, **24**(23), 26646 (2016).
3. Е.А. Вишняков и др. // *Квант. электрон.* **46**(10), 953 (2016).

Новый эксперимент по нестационарной дифракции нейтронов на поверхностной акустической волне

Г. В. Кулин^{1,*}, А. И. Франк^{1,**}, Н. В. Реброва¹, М. А. Захаров¹, Ф. Гутфрейнд², Ю. Н. Хайдуков^{3,4,5}, Л. Ортега⁶, Д. В. Рощупкин⁷

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Институт Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция

³Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

⁴Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Stuttgart, Germany

⁵Max Planck Society Outstation at the MLZ, Garching, Germany

⁶Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, CNRS, Orsay, France

⁷Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

*kulin@jinr.ru, **frank@jinr.ru

Представлены результаты нового эксперимента по дифракции нейтронов на ультразвуковых волнах. Измерения проводились при фиксированном угле падения в режиме времени пролета, что позволяло исследовать дифракционную картину в широком диапазоне длин волн.

Введение

Возможность дифракции нейтронов на поверхностных волнах обсуждалась впервые в [1] в связи с проблемой хранения ультрахолодных нейтронов. Дифракция нейтронов на бегущей поверхностной акустической волне (ПАВ) является нестационарным явлением, сопровождаемым передачей нейтрону энергии $\Delta E = n\hbar\Omega$. Здесь $\Omega = 2\pi f$, f — частота волны, \hbar — постоянная Планка, и n — порядок дифракции.

Известно, что при распространении на поверхности вещества рэлеевской волны в колебательное движение вовлекается глубокий слой вещества, атомы в котором двигаются с большим знакопеременным ускорением. Поэтому исследование дифракции на ПАВ может дать информацию о законе дисперсии нейтронных волн в ускоряющемся веществе [2].

Впервые дифракция нейтронов на ПАВ наблюдалась в 1987 году [3]. Похожий эксперимент был поставлен относительно недавно [4]. В этой же работе приведена достаточно детальная теория явления. Ниже представлены результаты нового эксперимента по дифракции нейтронов на поверхностных ультразвуковых волнах.

Эксперимент

Эксперимент был поставлен на рефлектометре D17 Института Лауэ Ланжевена (Гренобль, Франция) в режиме времени пролета. Дифракционная картина измерялась в диапазоне длин волн от 5 до 25 Å. Угол скольжения составлял 20 мрад.

В качестве образцов использовались монокристаллы ниобата лития (LiNbO_3) с размерами $60 \times 20 \times 3$ мм. На поверхности каждого кристалла имелось два встречно-штыревых преобразователя (ВШП) с апертурой 5 мм. На один из них можно было подавать высокочастотный электрический сигнал, что позволяло возбуждать в образце акустическую волну. При этом второй ВШП оставался пассивным. Возникающее на нем переменное электрическое напряжение было пропорционально амплитуде достигшей его ПАВ. В каждом из измерений этот сигнал фиксировался. Соответствие между величиной этого сигнала и амплитудой поверхностной волны было установлено

но в специально поставленном оптическом дифракционном эксперименте.

Результаты и обсуждение

Измерения были проведены с тремя образцами, ВШП которых были рассчитаны на частоты 34, 70 и 117 МГц. Передача энергии нейтрону в первом порядке дифракции составляла от ± 145 до ± 485 нэВ. При частоте ПАВ 117 МГц величина ускорения атомов приповерхностного слоя была порядка 5×10^8 м/с².

Для всех образцов измеренная зависимость углов дифракции нейтронов от длины волны хорошо согласуется с расчетами [3]. В некоторых измерениях наблюдались не только ± 1 , но и ± 2 порядки дифракции. Для образцов, рассчитанных на частоту 34 и 117 МГц, наблюдались дифракционные порядки, соответствующие волнам, распространявшимся в двух направлениях, что вероятно было связано с отражением ПАВ от дальнего торца кристалла. В образце, рассчитанном на частоту 70 МГц отраженная волна была подавлена благодаря специальной конструкции торца образца.

Нестационарная природа наблюдаемого квантового эффекта наглядным образом была продемонстрирована в эксперименте с образцом, рассчитанным на частоту 117 МГц. В этом измерении нейтронный пучок падал не только на центральную область кристалла, по которой распространялись ПАВ, но и на область, занятую ВШП. При этом электроды играли роль обычной дифракционной решетки с периодом равным 17 мкм. Таким образом, можно было видеть одновременно картину обычной дифракции на ВШП и нестационарной дифракции на ПАВ.

Что касается интенсивностей дифрагированных волн, то тут наблюдалось anomальное соотношение между интенсивностями волн ± 1 -го порядка дифракции, соответствующее подавлению амплитуды волн -1 -го порядка. Это расхождение имеет место при разных амплитудах ПАВ для образцов, рассчитанных на частоты 34 МГц и для 70 МГц. В измерениях с частотой 117 МГц малость амплитуды дифракционных волн не позволила произвести ее количественный анализ. Причина этого расхождения пока не понята.

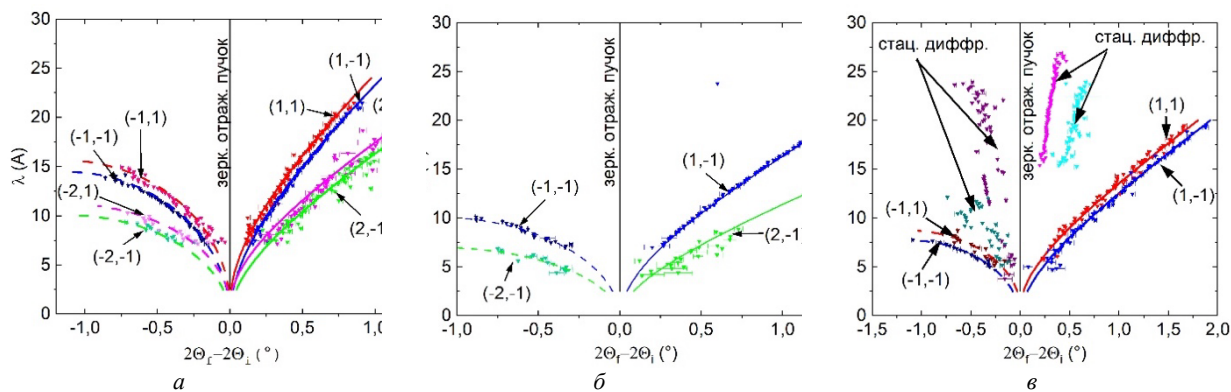


Рис. 1. Угловые распределения дифрагированных пучков в зависимости от длины волны падающего пучка (a — 34 МГц, b — 70 МГц, v — 117 МГц). Сплошные кривые — расчет, точки — эксперимент. В скобках первый индекс указывает порядок отражения n , второй — направление распространения ПАВ (+1 и -1 указывают направление по и против скорости нейтронов соответственно): (n, s)

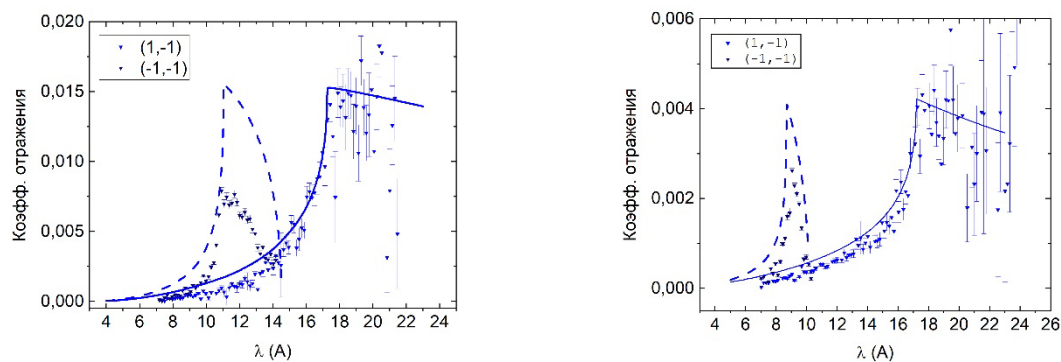


Рис. 2. Кривые отражения ± 1 -го порядка дифракции для случая волны, возбужденной в направлении против скорости нейтронов (слева — 34 МГц, справа — 70 МГц). Сплошные кривые — расчет, точки — эксперимент

Vacuum annealed microstructural stability of beryllium in periodic multilayer mirrors

N. Kumar^{1,*}, A. V. Nezhdanov², R. S. Pleshkov¹, V. N. Polkovnikov¹, N. I. Chkhalo¹

¹ Institute for Physics of Microstructures RAS, Afonino, Nizhny Novgorod, 603087, Russia

² Laboratory of Functional Nanomaterials, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, 603950, Russia

* kumar@ipmras.ru

At high temperatures, microstructural changes of materials in periodic layers can affect the performance of multilayer mirrors; therefore, thermal stability is one of the important technological advantages for their efficient application. The thermal stability of multilayer mirrors based on beryllium turned out to be higher due to the existence of polycrystalline phase studied by Raman spectroscopy. It was found that the period thickness of beryllium-based mirrors did not change after thermal annealing, which showed almost similar reflection characteristics before and after thermal annealing.

Introduction

Thermal stability of the multilayer mirrors of nanometer period thickness is applied in several areas including nanolithography [1]. It was shown that the beryllium based multilayer mirrors are thermally stable compared to Si based mirrors [2–4]. In general, the Si films in the periodic multilayers evolved in the amorphous phase and the structure in magnetron sputtered film did not depend upon the thickness, upon thermal annealing the amorphous phase tend to nucleated for minimizing the free energy through the viscous flow, free volume annihilation, and anelastic relaxation – causing the volume change of the films [5]. In contrast, the microstructure of beryllium film was sensitive to the thickness, thinner film evolved in the amorphous phase, with increase in thickness the polycrystalline phase of films was observed [3, 6]. The polycrystalline phase of beryllium was more stable upon thermal annealing, resulted resistance to change of thickness [3, 6]. In this case, the viscous flow and free volume annihilation was minimal.

The study of crystalline quality and microstructure of beryllium is rather difficult using diffraction methods because of low atomic mass and poor diffraction cross-section. In contrast, Raman scattering is efficient method for the study of physical properties of crystalline as well as amorphous phase of beryllium. The beryllium lattice has two atoms per unit cell located at (1/3, 2/3, 1/4), and (2/3, 1/3, 3/4) sites, which consist six vibrational modes $A_{2u} + B_{1g} + E_{1u} + E_{2g}$ at wavevector $k = 0$, the double degenerate E_{2g} – transverse optical (TO) mode is Raman active [3, 6], other phonon modes of beryllium may also be activated at $k \neq 0$ wavevectors.

In this paper, thermal stability of the beryllium based multilayer mirrors Mo/Be, W/Be and Si/Be was reported and compared. Raman scattering method was demonstrated with full glory to understand the physical properties of beryllium in these multilayer mirrors.

Experimental

All the multilayer mirrors were deposited by direct current magnetron sputtering onto the monocrystalline Si (100) substrates. Thermal annealing of the samples was performed in the vacuum environment under pressure 3×10^{-6} mbar. Raman scattering was carried out with an NTEGRA spectrometer NT-MDT (Zelenograd, Russia) through an optical microscope, using a laser excitation

wavelength 473 nm. The unfocused laser power was measured by an Si photodetector 11PD100-Si (Standa Ltd). Raman spectra of the samples were measured in reflection configuration with a spectral resolution of 0.85 cm^{-1} , using 2400 grooves/mm diffraction gratings. In the measurements, the laser power density was around $5 \times 10^{-3} \text{ mW/cm}^2$ – sufficiently low to avoid sample heating. The calibration of peak position and spectral linewidth was determined with a strain-free monocrystalline Si (100) wafer. Thickness of the multilayer films was sufficiently high to rule out the possible contribution of substrate effect in Raman scattering.

Results and discussion

Raman scattering spectroscopy showed that the beryllium layers in multilayers embedded within W/Be [3], Mo/Be [6] and Si/Be was exist in the polycrystalline phase, upon thermal annealing, frequency redshift of TO mode was observed (fig. 1, a).

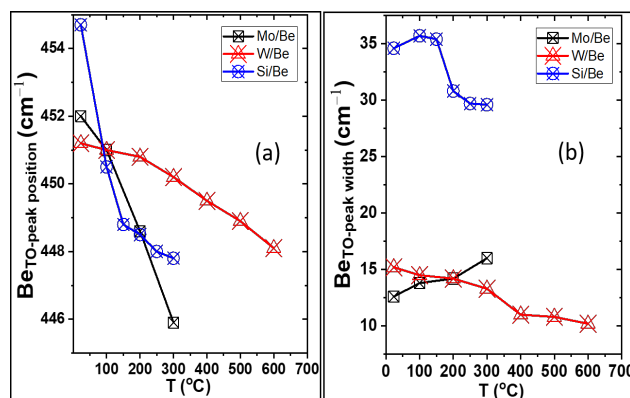


Fig. 1. Temperature dependent (a) shift of frequency and (b) linewidth of TO mode of phonon of beryllium embedded with Mo/Be, W/Be and Si/Be multilayer mirrors

A sharper redshift with annealing temperature was observed for Si/Be and Mo/Be multilayers. In fig. 1b, temperature dependent TO linewidth of beryllium was shown to be complicated – decreased for W/Be with increase in temperature [3], and increased for Mo/Be multilayer [6], at higher annealing temperature polycrystalline phase of beryllium was transformed into amorphous phase embedded within Mo/Be multilayer.

In case of Si/Be multilayers, the linewidth of beryllium was roughly twice higher compared to Mo/Be and W/Be multilayers, for lower annealing temperature the linewidth increased, and for higher annealing temperature

it was decreased. A narrow linewidth of TO mode of beryllium in W/Be multilayers is directly associated with grain growth and crystallization, and redshift of peak position – relaxation of stress.

The Si layers in the Mo/Si and W/Si multilayers was existed in the amorphous phase [7, 8]. This phase was almost independent of thickness of the Si layers in both the multilayers. However, the bond-angle deviation of Si-Si bonding in amorphous phase depended on the thickness, increased for the thinner layers in both the multilayer systems [7, 8]. In contrast, beryllium layers existed in amorphous phase for thinner layers, in thicker layers it was evolved in the polycrystalline phase for both the W/Be [3] and Mo/Be [6] multilayer systems.

Measurement showed that the thickness of the period of the W/Be [3] and Mo/Be [6] remain almost similar upon thermal annealing as compared to as deposited multilayers which was explained by microstructural stability of beryllium due to formation of polycrystalline phase. However, upon annealing, the period thickness was decreased for Si based multilayers due to nucleation of amorphous phase, viscous flow and free volume annihilation [5, 7]. The results of the reflectivity showed the stability of the reflection coefficient for W/Be multilayers after thermal annealing [2], shown in fig. 2.

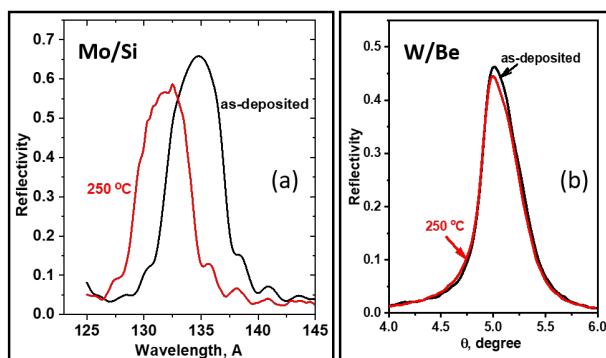


Fig. 2. Reflectivity of (a) Mo/Si and (b) W/Be multilayer mirrors of as-deposited and after vacuum annealing of temperature 250 °C; references [2, 7]

In contrast, the reflection coefficient was decreased and peak position was shifted to the lower wavelength for thermally annealed Mo/Si mirror, directly indicated the reduction of thickness and destruction of interfaces.

Conclusion

The microstructure of multilayer mirrors based on beryllium after thermal annealing in vacuum has been studied by Raman spectroscopy. The magnetron sputtered beryllium in a periodic structure evolved into an amorphous and polycrystalline phase for thinner and thicker films, respectively, and the quality of the polycrystalline phase of beryllium depended on the type of the corresponding layers (Mo, W, Si) in the periods. The polycrystalline phase of beryllium remained stable after thermal annealing in vacuum, which led to the stability of the period thickness, responded almost the same reflectivity of W/Be mirrors before and after thermal annealing.

This work was supported by the Russian Science Foundation, Agreement No. 21-72-20108.

References

1. P. Naujok, K. Murray, S. Yulin et al. // *Thin Solid Films* 642, 252 (2017).
2. N. Kumar, R.S. Pleshkov, S.A. Garakhin et al. // *Surf. Interf.* 28, 101656 (2022).
3. N. Kumar, R.S. Pleshkov, A.V. Nezhdanov, et al. // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 23, 23303 (2021).
4. N. Kumar, A.V. Nezhdanov, S.A. Garakhin, et al. // *Surf. Interf.* 25, 101270 (2021).
5. O.B. Loopstra, E.R. van Snek, H. Th de Keijser, et al. // *Phys. Rev. B* 44, 13519 (1991).
6. N. Kumar, R.S. Pleshkov, A.V. Nezhdanov, et al. // *J. Phys. Chem. C* 125, 2729 (2021).
7. N. Kumar, A.V. Nezhdanov, S.A. Garakhin, et al. // *Surf. Interf.* 25, 101270 (2021).
8. N. Kumar, A.V. Nezhdanov, S.A. Garakhin, et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 55, 175302 (2022).

Влияние гомобуферного слоя на морфологию, микроструктуру и твердость пленок Al/Si(111)

А. А. Ломов^{1,*}, Д. М. Захаров¹, М. А. Тарасов², А. М. Чекушкин², А. А. Татаринцев¹, А. С. Быков³, Т. С. Ильина³, А. Е. Селезнев⁴, А. В. Шадрин⁵

¹ Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский пр., 36/1, Москва, 117218

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009

³ Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр., 4, стр.1, Москва, 119049

⁴ Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», Вадковский пер., д.3а, Москва, 127055

⁵ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская обл., 14170

* lomov@ftian.ru

Представлены результаты комплементарных исследований пленок Al, выращенных методом магнетронного распыления при комнатной температуре. Пленки были получены на стандартных подложках кремния Si(111) с предварительно выращенным на их поверхности при 400 °С алюминиевым (гомбуферным) слоем ~20 нм и без него. Взаимозависимость морфологии, микроструктуры и твердости пленок Al от состояния поверхности подложек была изучена методами HRXRR, XRD, SEM, EDS, AFM, Nano Indenter (ASTM). Показано, что формированием на поверхности подложек гомобуферных слоев дает возможность управлять структурными и механическими свойствами тонких пленок алюминия.

Тонкие пленки металлов благодаря их свойствам находят применение в фотонике, оптоэлектронике, микро- и сверхпроводящей электронике, квантовых компьютерах. Состав, микроструктура, морфология поверхности пленок и межслойных границ во многом определяют физические свойства структур на их основе. Основным, широко используемым методом роста металлических (m) пленок является магнетронное распыление. Использование метода электронно-лучевого испарения показало [1], что переход от стационарного процесса роста к двухстадийному позволяет вырастить атомарно-гладкие монокристаллические пленки Ag/Si(111).

Прогресс был достигнут в результате формирования на границе с подложкой на первой стадии при повышенной температуре роста островкового гомобуферного слоя. Такой же подход предлагается использовать для выращивания пленок алюминия и других металлов.

Методика эксперимента

Пленки алюминия толщиной 150 нм осаждались на кремниевую подложку толщиной 300 мкм с использованием установки магнетронного распыления (Kurt J. Lesker Company Ltd., Germany) в режиме разряда на постоянном токе и мощности 500 Вт. Использовалась мишень алюминия с чистотой 99,995%. Пленки Al осаждались на подложку как при стационарном (one stage), так и при двухстадийном (double stage) режиме. При стационарном режиме процесс осаждения пленки (conventional film — CF) проходил в атмосфере аргона (давление $4 \cdot 10^{-3}$ мбар) со скоростью 1.45 нм/с за время 138 с. При двухэтапном режиме на подложку при 400 °С был предварительно осажден гомобуферный слой (HBL) алюминия со скоростью 0.2 нм/с толщиной ~20 нм. После остывания подложки с HBL-слоем до RT на втором этапе происходило дополнительное осаждение алюминия до требуемой толщины пленки со скоростью 1.45 нм/с. При росте CF- и HBF-пленок температура кремниевой подложки поддерживалась при 19 °С путем автоматического водоохлаждения от chillera столика подложки.

Комплексные исследования структурных свойств (состав пленок, морфология поверхности, микроструктура) и твердости выращенных пленок Al/Si(111) были выполнены с применением методов: XRD, GIXRD, HRXRR, SEM, EDS, AFM, Nano Indenter (ASTM Nanovea).

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены рентгеновские дифрактограммы от пленок, выращенных с гомобуферным слоем и без него. Для сравнения черными вертикальными линиями показаны высоты дифракционных пиков для поликристаллического образца Al. Экспериментальные дифрактограммы записывались на дифрактометре SmartLab в режиме параллельного пучка (СВО-монохроматор) и с использованием щелевого анализатора с апертурой 0.114 угл. град.

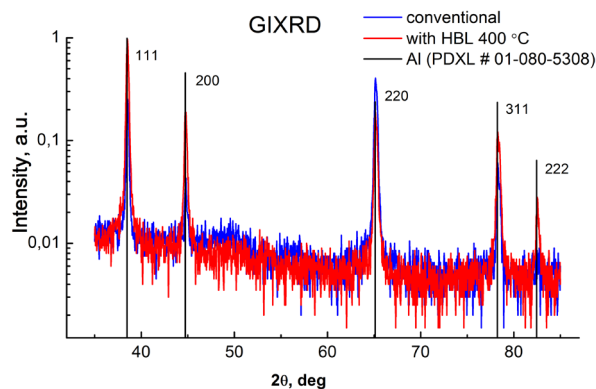


Рис. 1. GIXRD дифрактограммы от исследуемых пленок Al/Si(111), полученные в режиме скользящего падения рентгеновского пучка. CuK α -излучение, $\varphi = 0.5$ угл. град

Анализ угловых положений отражений показывает, что в обоих случаях получены малонапряженные кристаллические пленки. Соотношение интенсивностей соответствующих отражений свидетельствует о наличии у CF-пленки выраженной текстуры (111) как по сравнению с мелкодисперсным порошком, так и с пленкой на гомобуферном слое (см. далее таблицу). В частности, для CF- и HBF-пленок (111) отражения коэффициент текстуры $P_{111}=3.5$ и 1.7 соответственно.

Напротив, для семейства ортогональных к (111) плоскостей величина для CF-пленки $P_{220} = 0$ против $P_{220} = 0.4$ для HBF-пленки. Пленка алюминия с гомо-буферным слоем демонстрирует на спектрах большее число дифракционных пиков, что отражает влияние HBL-слоя на ее микроструктуру.

РЭМ-изображение алюминиевой пленки со HBL-слоем представлено на рис. 2. Хорошо видно, что выращенный при 400 °С HBL-слой состоит из отдельных островков в виде усеченных пирамид с отчетливо выраженными гранями.

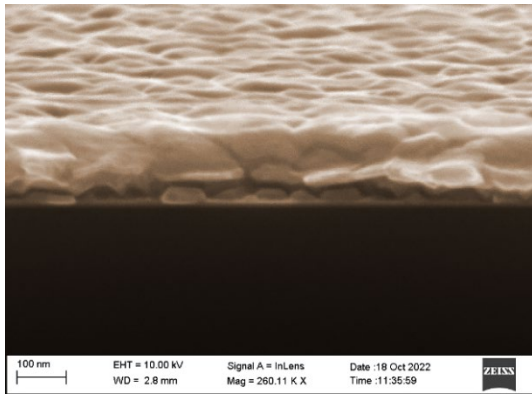


Рис. 2. SEM-изображение скола пленки Al толщиной 150 нм с островковым HBL-слоем толщиной 20–30 нм на подложке Si(111)

Островки имеют разную высоту, а их размеры в плоскости подложки равны ~50 нм. HBL-слой создает крупные искажения внутренней поверхности наращиваемой пленки алюминия. Это приводит к увеличению по сравнению с пленкой CF разориентации растущих кристаллитов, а также к формированию фрактальности границы пленка — подложка.

Морфология внешней поверхности пленок была изучена методом AFM. Несмотря на «шероховатость» HBL-слоя, искажения внешней поверхности пленки стали более однородными по сравнению с CF-образцом. Поверхность пленки HBF (см. рис. 1) имеет

вид холмиков со средним расстоянием $\xi \sim 57$ нм [2] и $gms \sim 6$ нм, что соизмеримо с максимальными отклонениями от ее границы (см. таблицу).

Таблица. Характеристики выращенных магнетронным распылением пленок Al/Si(111) толщиной 150 нм

Образцы	Текстурный коэфф. P_{hkl} (XRD)		gms , нм (AFM)	R_{max} , нм (AFM)	« ξ », нм (AFM)	«Н», GPa (NI)
	(111)	(220)				
CF	3.5(2)	0	6.3	70	105(2)	5.4(5)
HBF	1.7(2)	0.4(1)	6.5	10	57(1)	16(1)

Изучение влияния HBL-слоя на твердость Н [3] пленок алюминия было выполнено методом наноиндентирования с использованием пирамиды Берковича (R иглы 50 нм). Увеличение твердости HBF-пленки до 16 ГПа связано как с меньшим размером ее кристаллитов, так и более слабой текстурированностью. Этот результат находится в соответствии с моделью упрочнения пленки путем влияния на твердость границ зерен [4].

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИАН им. К. А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0019.

Литература

1. I. A. Rodionov, A. S. Baburin, A. R. Gabidullin *et al.* // Scientific Reports, **9**, 12232 (2019).
2. V. V. Shvartsman, A. L. Kholkin // J. Appl. Phys., **101**, 064108 (2007).
3. W. C. Oliver, G. M. Pharr // J. Mater. Res., **7**, 1564 (1992).
4. E. N. Hahn, M. A. Meyers // Materials Science & Engineering A, **646**, 101–134 (2015).

Эмиссионные характеристики лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения с тонкопленочными мишенями

А. Я. Лопатин*, В. И. Лучин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, А. Е. Пестов, Н. Н. Салащенко, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*lopatin@ipmras.ru

Исследованы эмиссионные спектры тонкопленочных мишеней из легких материалов (Si, C, Be) при лазерном возбуждении в сравнении с излучением твердотельных мишеней из массива этих же материалов. Мишени представляли собой тонкие свободновисящие пленки толщиной 150 нм, высаженные на поддерживающую сетку, каждая ячейка которой выступала в качестве единичной разрушаемой мишени.

Введение

С каждым годом растет востребованность источников коротковолнового (рентгеновского, экстремального ультрафиолетового) излучения, появляются новые, более совершенные источники на базе ускорителей заряженных частиц (синхротронов 3+ и 4-го поколения, лазеров на свободных электронах). Однако невысокая доступность такого класса устройств для большинства исследователей существенно ограничивает развитие рентгеновской оптики и ряда ее приложений. В рамках программы Минобрнауки по развитию синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры ведутся изыскания, целью которых является разработка новых подходов к созданию компактных, недорогих, эффективных и обладающих высокой пиковой яркостью лазерно-плазменных источников. Важной задачей данного исследования является разработка нового класса лазерных мишеней как для повышения излучательных характеристик источника, так и для понимания физики взаимодействия лазерного излучения с веществом. В рамках данной работы предложен новый тип лазерных мишеней — свободновисящие тонкие пленки. Малая толщина может обеспечить более высокую температуру плазмы и, соответственно, существенно отличный от спектра излучения твердотельных мишеней из массивного материала эмиссионный спектр. Выбор материалов с небольшими атомными номерами (Be, C, Si) существенно упрощает интерпретацию регистрируемого спектра излучения лазерной плазмы.

Эксперимент

Тестирование мишеней производилось на лабораторном стенде [1] на основе Nd:YAG-лазера со следующими характеристиками: длина волны 1064 нм; энергия импульса 0.8 Дж; длительность импульса 5.2 нс; частота следования импульса 10 Гц; диаметр пятна фокусировки 66 мкм. Экспериментальные образцы мишеней представляли собой свободновисящие пленки толщиной 150 нм, изготовленные по методике, описанной в [2], приклеенные к поддерживающей сетке с ячейками размером 3×3 мм — блок мишеней. Такое решение позволяет проводить серию выстрелов без вскрытия на атмосферу для замены тонкопленочной мишени (пленка разрушается

импульсом лазера в пределах одной или нескольких ячеек). Для реализации серии экспериментов блок мишеней закреплялся на подвижном держателе, позволяющем перемещать образец относительно лазерного луча. Блок мишеней до и после эксперимента представлен на рис. 1.

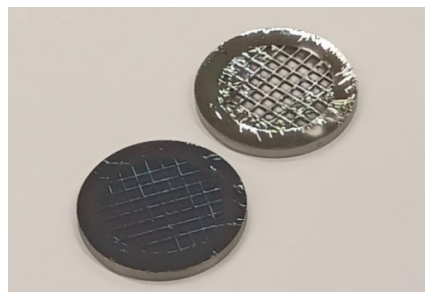


Рис. 1. Тонкопленочная мишень на поддерживающей сетке до и после эксперимента

Регистрация излучения производилась с помощью лабораторного спектрометра на основе многослойных рентгеновских зеркал (рис. 2).

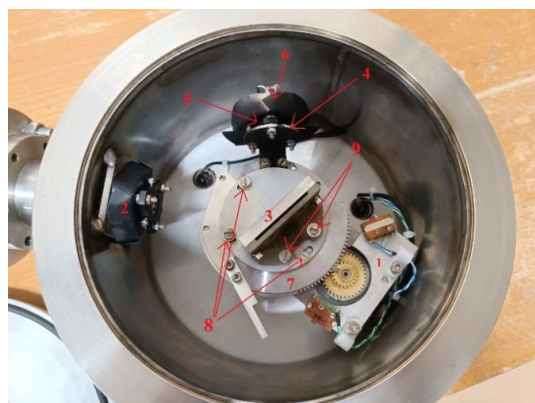


Рис. 2. Фотография спектрометра: 1 — шаговый двигатель, 2 — входной пленочный фильтр, 3 — МРЗ, 4 — диафрагма, 5 — пленочный фильтр детектора, 6 — детектор, 7 — гониометр, 8 — винты фиксации диска вращения, 9 — винты фиксации держателя МРЗ

В данной работе было использовано 3 диапазона прибора: $\lambda = 3.1-7$ нм (зеркало Cr/Sc) при регистрации излучения углеродных мишеней, $\lambda = 11-18$ нм (зеркало Mo/Be) при работе с мишенями из Si и промежуточный между двумя указанными диапазоном (зеркало Mo/V₄C) - для мишеней из Be.

Результаты

Линейчатые спектры излучения, характерные для лазерной плазмы, содержащей ионы легких элементов, были уверенно зарегистрированы для мишеней (как монолитных, так и пленочных) из всех изученных материалов. Спектры состоят из небольшого количества линий или компактных групп линий многозарядных ионов. Для углерода это линии иона CV с длинами волн 3.6 нм и 4.1 нм. Наиболее яркие линии мишеней из Be наблюдались на длинах волн 7.7 нм и 10 нм — они соответствуют переходам в ионах BeIV и BeIII. В спектре кремниевых мишеней максимальный сигнал регистрируется вблизи длины волны 12 нм, где находятся две интенсивные линии иона SiV с длинами волн 11.8 нм и 11.9 нм. Аппаратное разрешение зеркального спектрометра не позволяет наблюдать эти линии отдельно (рис. 3).

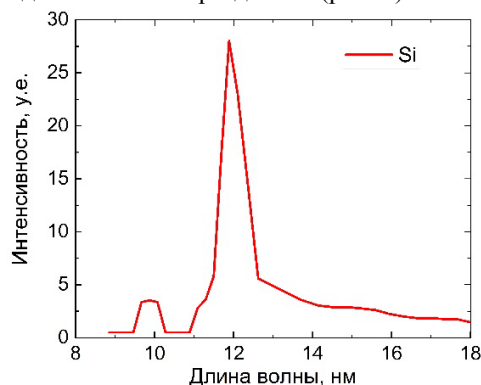


Рис. 3. Спектр излучения монолитной Si-мишени, зарегистрированный с помощью лабораторного спектрометра на основе МРЗ

Из-за ограниченного ресурса пленочных мишеней для них не снимались спектры, а производились измерения сигнала на отдельных спектральных линиях. Некоторые сравнительные данные по интенсивностям излучения тонкопленочных и массивных мишеней приведены в табл. 1.

Таблица 1. Относительные интенсивности спектральных линий массивных и пленочных мишеней

Материал	Длина волны, нм	Интенсивность, отн. ед.	
		Массив	Пленка
Be	7.7	20	9.6
	10	8.4	4.5
Si	12	4.2	3.8

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1361), гранта РФФИ № 21-72-30029 и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, Н. И. Чхало и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2019, **9**, 83.
2. N. I. Chkhalo, E. B. Kluekov, A. Ya. Lopatin *et al.* // Thin Solid Films, **631**, 93 (2017).

Внеосевой асферический коллектор для ЭУФ-литографии и МР-микроскопии

И. В. Малышев*, А. Е. Пестов, А. К. Чернышёв, М. Н. Торопов, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, Р. С. Плешков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*ilya-malyshev@ipmras.ru

В работе предлагается метод изготовления эллипсоидов, которые могут применяться для фокусировки излучения в приборах на основе многослойных рентгеновских зеркал и выступать, например, коллекторами, собирающими излучение от лазерно-плазменного источника. Для получения эллипса из сферы предлагается использовать ионный пучок и делать локальную неосесимметричную коррекцию поверхности. В работе изготовлен коллектор с числовой апертурой $NA = 0.25$, со съёмом материала для асферизации 36 мкм и точностью формы по СКО = 74 нм, что позволило получить пятно фокусировки 0.3 мм. Таким способом могут быть изготовлены коллекторы с числовой апертурой до $NA = 0.65$, для асферизации которых требуется съём материала до 100 мкм, которые могут применяться в высокопроизводительной ЭУФ-литографии. Распределение периода в многослойном зеркале для таких зеркал делается зависящим от двух координат, потому что угол падения лучей на зеркало зависит от обеих координат.

Введение

Зеркало-коллектор служит для фокусировки излучения лазерно-плазменного источника, установленного в первом фокусе эллипса в его второй фокус. Отклонение формы зеркала, работающего по схеме на рис. 1, от сферы имеет две составляющие — сферическую абберацию с центром в точке О (на оптической оси) и астигматизм, зависящий от угла α между нормалью зеркала и центральным лучом падающего пучка. Измерение формы такого зеркала производилось нами на дифракционном интерферометре из двух фокусов.

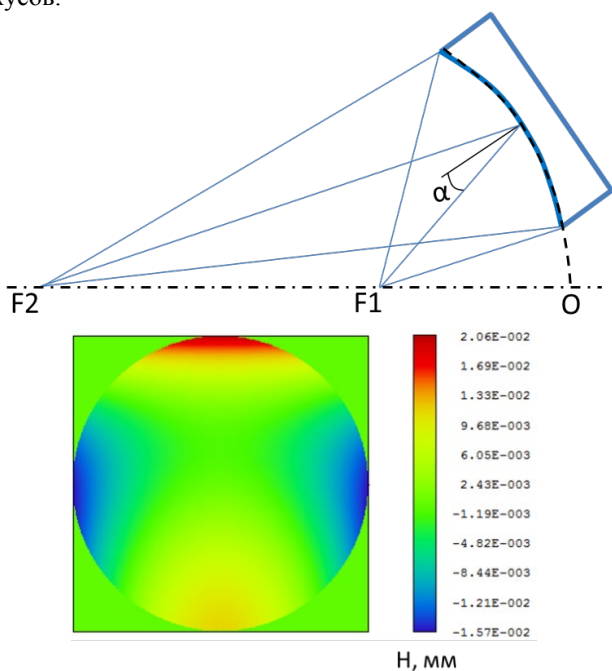


Рис. 1. Схема зеркала-коллектора и карта отклонения требуемой асферики от сферы $PV = 36.3$ мкм

Процесс создания внеосевой асферики

Асферические поверхности формируются в основном путем обработки поверхности малоразмерным режущим инструментом. Такой подход приводит к значительному ухудшению качества результирующей поверхности. Из-за биений инструмента у детали развиваются шероховатости среднечастотного диапа-

зона и появляются высокочастотные ошибки формы поверхности. Их устранение очень сложная техническая задача, поэтому мы применяем другой подход — ионную асферизацию.

В случае изготовления осесимметричной асферической поверхности применяется обработка поверхности широкоапертурным ионным источником через формирующую пучок диафрагму. Однако для поставленной задачи данный метод неприменим напрямую из-за наличия большой неосесимметричной части.

Другой метод — это локальная асферизация поверхности малоразмерным ионным пучком. Данный метод не имеет ограничений по форме обрабатываемой поверхности, однако использование малоразмерного ионного источника приводит к увеличению времени полной обработки.

Для уменьшения времени асферизации, в качестве ионного источника использовался не малоразмерный ионный источник, а сильноточный источник КЛАН-53М, с фокусирующей ионно-оптической системой. Параметры источника приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры ионного источника КЛАН-53М

Параметр	КЛАН-53М
Тип источника	Кауфман
Ионно-оптическая система	двухсеточная, вогнутая (Ti)
Рабочий газ	Инертный, Ag
Рабочее давление, Па	Не более $2 \cdot 10^{-2}$
Выходное отверстие, мм	Ø50
Ионный ток (не более), мА	100
Энергия ионов, эВ	300–1500
Отклонение энергии, эВ	±3
Плотность ионного тока, мА/см ²	до 200

Для проведения асферизации кварцевой подложки были экспериментально найдены оптимальные параметры: ионный ток 20 мА, энергия ионов 1000 В, рабочий газ Ag, расстояние от источника ионов до обрабатываемой поверхности 66 мм. При таких параметрах формируется ионный пучок, распределение скорости травления которого в плоскости образца представлено на рис. 2.

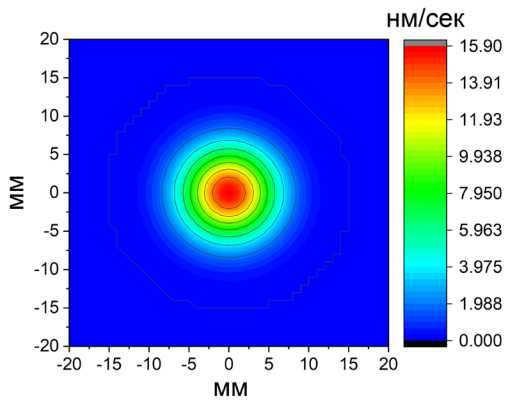


Рис. 2. Распределение скорости травления в плоскости образца

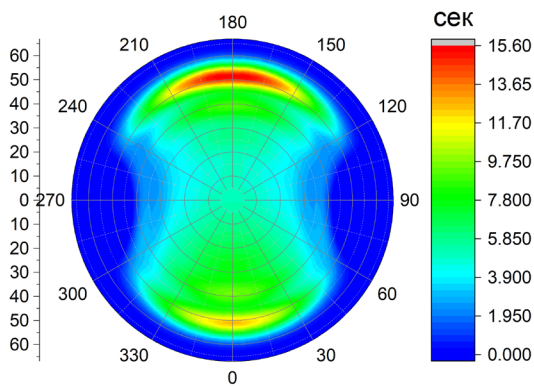


Рис. 3. Распределение времени травления по поверхности детали, рассчитанное в программе «РМС»

Зная распределение скорости травления ионного источника и необходимую форму асферики, можно рассчитать коррекцию формы подложки для зеркала (рис. 3). Время травления составило 31 час. Для недопущения перегрева кварца в процессе ионной асферизации время было разбито на 12 сетов, и применялся сплав «Розе» с водяным охлаждением. Было измерено отклонение формы от расчётного эллипса (рис. 4) и пятно фокусировки во втором фокусе. Его FWHM-размер составил 0.29 мм при точечном источнике в первом фокусе. При необходимости может проводиться локальная коррекция формы для получения пятна меньшего размера.

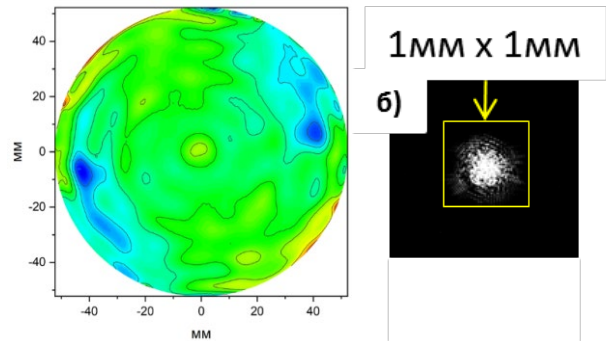


Рис. 4. Отклонение формы поверхности зеркала после ионной обработки (а) RMS = 74 нм, PV = 1.2 мкм; б — пятно фокусировки

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, соглашение № 075-15-2021-1362.

Изучение биологических образцов на зеркальном ЭУФ-микроскопе

И. В. Малышев^{1,*}, Д. Г. Реунов¹, Н. И. Чхало¹, Е. П. Казаков², С. В. Лаврушкина², С. А. Голышёв²

¹Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

²НИИ ФХБ им. А.Н. Белозерского МГУ

*ilya-malyshev@ipmgras.ru

На разработанном зеркальном ЭУФ-микроскопе, на длину волны 13.84 нм с увеличением 46 крат, полем зрения 290 × 290 мкм и латеральным разрешением 140 нм, были получены изображения высушенных клеток стебля ландыша, бактерий, клеток гиппокампа мозга крысы, матрикса лёгкого и раковых клеток HT1080. Переход на водяную систему охлаждения матричного детектора позволил удерживать его температуру на уровне 23 °С. Новый тип источника на базе автомобильной форсунки со сверхзвуковым конусным соплом позволил получить в 4 раза более яркий и стабильный ЭУФ-источник. Также была разработана методика удаления шума изображений без потери разрешающей способности. Эти три фактора позволили получить стабильные от времени изображения различных z-сечений образцов и реконструировать трёхмерные изображения без паразитных полос и бликов. Микроскоп позволяет снимать изображения в корреляционном режиме: одну и ту же область образца на видимом свете и в ЭУФ. Отснятое в ЭУФ изображение матрикса лёгкого продемонстрировало более тонкую структуру и показало особенности, которых не было видно, по сравнению с изображением на видимом свете. Для поддержания образцов были разработаны Si₃N₄-мембраны с прозрачностью для ЭУФ на уровне 44% и эффективным отсекающим всех других диапазонов спектра, кроме видимого. Видимый свет отсекался Mo/ZrSi₂-фильтром. Время получения одного кадра составило 3–6 с, а всего z-стека — 20–40 мин. Реконструкция изображений производилась путём деконволюции нормированного и прологарифмированного z-стека со смоделированной по данным аберраций функцией рассеяния точки. Аберрации были измерены на интерферометре.

Введение

ЭУФ-микроскопия на длине волны около 13.5 нм применяется для диагностики масок для нанолитографии и биологических задач: изучения высушенных срезов мозга [1], водорослей и клеток соединительной ткани [2] с разрешением ≈ 100–300 нм. Мы рассматриваем создание ЭУФ-микроскопа как первый этап на пути создания микроскопа на «окно прозрачности воды» ($\lambda = 2.3\text{--}4.4$ нм) для изучения клеток с возможностью z-томографии, а также как основа для будущего прибора для диагностики качества ЭУФ-масок, если изменить систему подсветки образцов на систему, работающую на отражение [3].

Изображения, полученные на ЭУФ-микроскопе

На разработанном ЭУФ-микроскопе нами реализована z-томография образцов и получены трёхмерные изображения. Томография производилась путем сдвига образца на пьезокерамической наноуподвижке вдоль оптической оси. По серии изображений решалась обратная деконволюционная задача в пакете ImageJ.DeconvolutionLab2 итерационным методом Ричарсона — Люсси с учётом функции рассеяния точки, сгенерированной по экспериментально измеренным аберрациям [4]. Получены изображения клеток стебля ландыша, бактерий, клеток гиппокампа мозга крысы, матрикса лёгкого и раковых клеток HT1080 (см. рис. 1–5).

Для хорошего качества ЭУФ-изображений образцы должны быть двух типов. Первый тип: неплотные ткани и с ярко выраженной ячеистой структурой, с толщиной около 5–25 мкм. Для них получается контраст за счёт скачков плотности вещества. Такие срезы нарезаются в парафине, а потом он удаляется. Второй тип: это плотные клетки с толщиной 0.2–0.5 мкм с подкрашенными осмием органеллами,

в прозрачной для ЭУФ смоле Epon 812. Подкрашивание нужно для создания 5-кратного контраста из-за отличия в глубине проникновения излучения с $\lambda = 13.84$ нм в подкрашенные участки и нет.

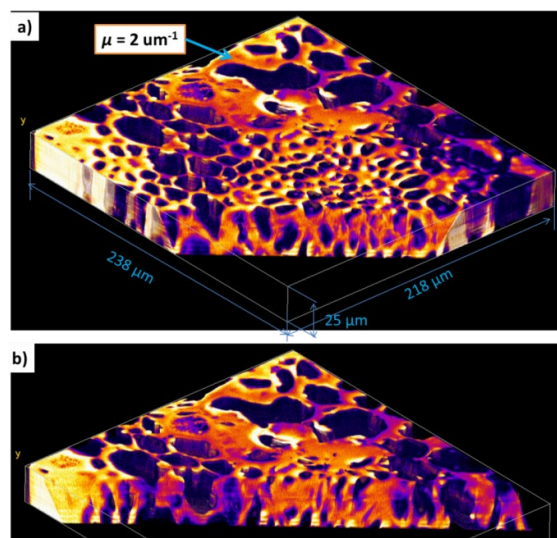


Рис. 1. 3D-изображения стебля ландыша на 13.84 нм: первый вертикальный срез (а), второй вертикальный срез (б)

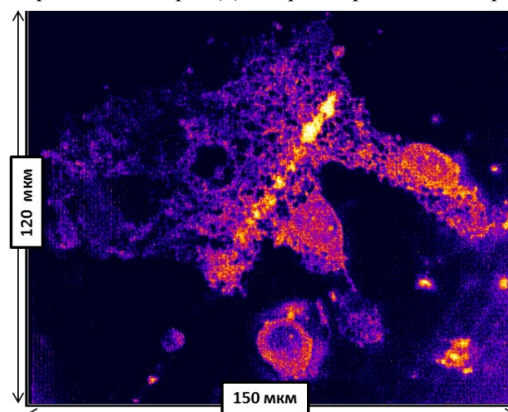


Рис. 2. Срез клеток гиппокампа в ЭУФ, толщина 0.5 мкм

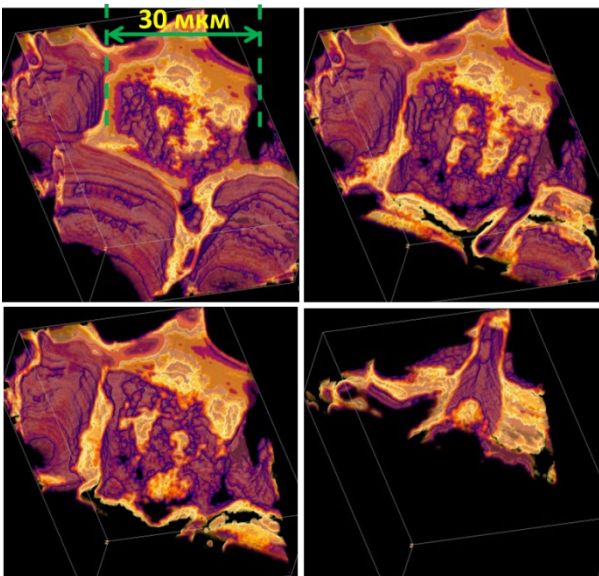


Рис. 3. Сечения 3D-изображения клетки стебля

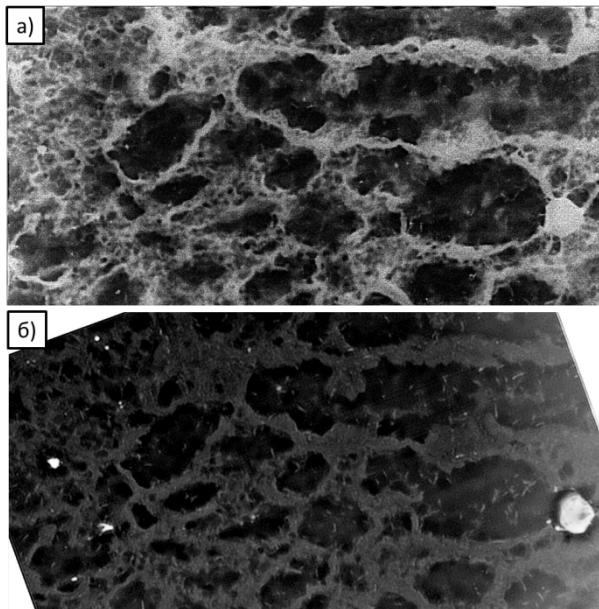


Рис. 4. Срез матрикса лёгкого размером $230 \times 115 \times 6$ мкм, снятый в ЭУФ-микроскопе (а) и в этом же микроскопе на видимом свете (б)

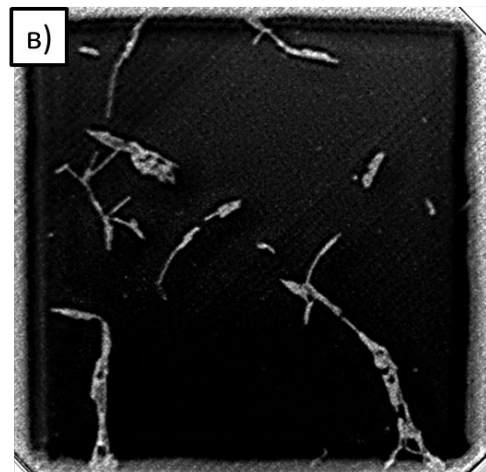
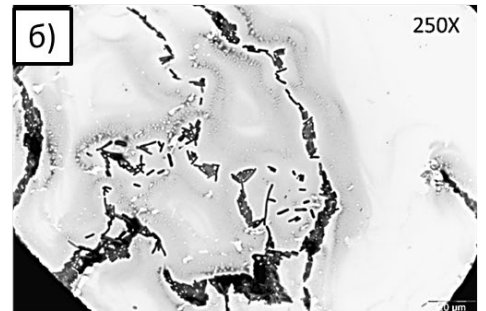
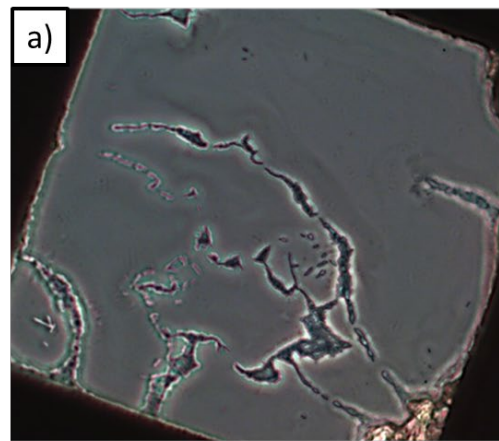


Рис. 5. Бактерии: на видимом свете (а), в электронном микроскопе (б), в ЭУФ-микроскопе (в). Размер окна 200 мкм

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-62-00068.

Литература

1. T. Ejima et al. // Opt.Express V. 18(7), 7203 (2010).
2. A. Torrisi. et al. // Appl. Sci., V. 10, 8338 (2020).
3. T. Terasawa et al. // Alternative Lithographic Technologies. SPIE V. 7271, 582–589 (2009).
4. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo et al. // Opt. Express, V. 30(26), 47567 (2022).

Исследование влияния ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности монокристаллического сапфира

М. С. Михайленко*, А. Е. Пестов, М. В. Зорина, А. К. Чернышев, Н. И. Чхало, И. Э. Шевчук

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*mikhaylenko@ipmras.ru

В работе изучалось влияние энергии и углов падения ионов аргона на поверхностную шероховатость А-среза монокристаллического сапфира. В ходе работы был продемонстрирован эффект сглаживания шероховатости поверхности на 30% относительно исходного значения в диапазоне пространственных частот $4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1$ мкм⁻¹. Кроме того, показано малое изменение величины эффективной шероховатости при углах падения ионов $\pm 40^\circ$ от нормали, что позволяет проводить асферизацию и коррекцию локальных ошибок формы.

Введение

Монокристаллический сапфир в силу своих теплофизических свойств рассматривается как один из перспективных материалов для отвода тепла от оптических элементов, работающих под высокими тепловыми нагрузками [1]. В такой роли он может быть интересен в качестве подложек многослойных рентгеновских зеркал, устанавливаемых под мощными пучками синхротронного излучения, особенно это важно для первичных оптических элементов. Другой перспективной задачей, где рассматривается применение монокристаллического сапфира, является отведение тепла от активных элементов современных лазерных систем. В данном случае развивается такое направление, как создание композитных элементов [2]. Чаще всего это достигается посадкой материалов на оптический контакт.

В обоих случаях принципиальным является обеспечение минимальной шероховатости ($\sigma_{\text{eff}} < 0,5$ нм) поверхности и высокая точность формы. Однако получение качественных поверхностей из монокристаллического сапфира с шероховатостью менее 0,5 нм является сложной задачей. Одной из перспективных методик, позволяющих проводить коррекцию формы поверхности и сглаживать шероховатость поверхности, является ионно-пучковое травление, которое активно применяется для широкого круга оптических материалов

Описание эксперимента

В качестве образцов использовались диски из А-среза $[11\bar{2}0]$ монокристаллического сапфира, повернутого на 3° от вектора нормали к поверхности, диаметром 25 мм и толщиной 3 мм (эффективная шероховатость $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.7$ нм в диапазоне пространственных частот $\nu = [4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1$ мкм⁻¹]).

Эксперименты проводились на установке ионного травления [3], оснащенной источником ускоренных ионов КЛАН-103М (с термокатодом) с квазипараллельным ионным пучком и накальным нейтрализатором для работы с диэлектрическими материалами и поворотным столиком, с помощью которого задавался угол падения ионов на поверхность образца. Во всех экспериментах использовался рабочий газ Ar. Контроль глубины травления производился путём закрытия части поверхности образца маской. В результате ионного травления на границе маски форми-

ровалась ступенька, высота которой измерялась на интерференционном микроскопе белого света TalySurf CCI2000. Для адекватного сравнения влияния ионного травления на шероховатость поверхности измерения шероховатости производились для съема материала на глубину 1 мкм и более. Шероховатость поверхности оценивалась по методике, основанной на построении PSD-функции шероховатости по данным измерений на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Ntegra Prima (NT-MDT). Измерительный стенд и методика подробно описаны в работе.

Результаты и обсуждения

В ходе работы были получены экспериментальные зависимости скорости травления и эффективной шероховатости от энергии, а также от угла падения ускоренных ионов аргона (рис. 1–4).

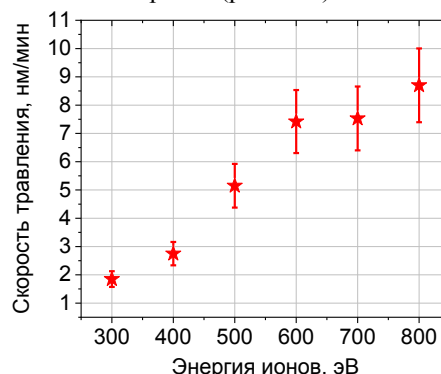


Рис. 1. Экспериментальная зависимость скорости травления монокристаллического сапфира от энергии ионов аргона

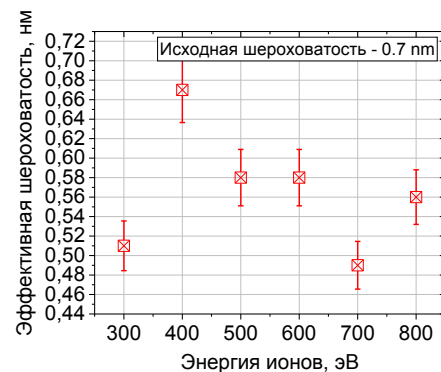


Рис. 2. Экспериментальная зависимость значения эффективной шероховатости поверхности монокристаллического сапфира от энергии ионов аргона

Как можно видеть, наблюдается эффект сглаживания шероховатости поверхности порядка 30% относительно исходного значения в диапазоне пространственных частот $\nu = [4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$. Показана возможность ионной обработки таких поверхностей, в частности, при углах падения ионов на поверхность образца $\pm 40^\circ$ от нормали, значение эффективной шероховатости изменяется слабо, что позволяет проводить как асферизацию квазипараллельным ионным пучком, так и локальную коррекцию ошибок формы малоразмерным ионным пучком, и формировать поверхность с требуемыми параметрами.

Скорость травления сапфира при оптимальных параметрах является достаточно высокой $V_{\text{тр}} \sim 23 \text{ нм/мин}$, что, конечно, ниже, чем у традиционных оптических материалов, но достаточно для применения методов ионно-пучковой обработки.

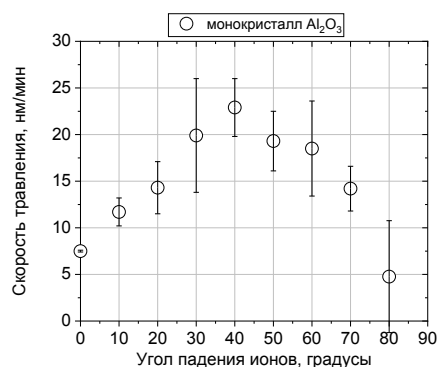


Рис. 3. Экспериментальная зависимость скорости травления монокристаллического сапфира от угла падения ионов аргона

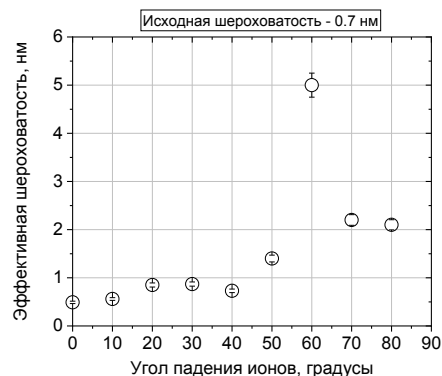


Рис. 4. Экспериментальная зависимость значения эффективной шероховатости поверхности монокристаллического сапфира от угла падения ионов аргона

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1362) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. Hiroaki Furuse, Yuki Koike, and Ryo Yasuhara // *Opt. Lett.*, 43(13) 3065–3068 (2018).
2. I. Kuznetsov, A. Pestov, I. Mukhin, M. Volkov, M. Zorina, N. Chkhalo, O. Palashov // *Opt. Lett.*, Vol. 45. P. 387–390 (2020).
3. N. I. Chkhalo *et al.* // *Precision Engineering*. Vol. 48, p. 338–346. (2017).

Особенности поведения шероховатости основных ориентаций монокристаллического кремния при травлении ускоренными ионами инертных газов

М. С. Михайленко*, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, М. В. Зорина, Н. И. Чхало, Н. Н. Салащенко, Н. Кумар, И. Э. Шевчук

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*mikhaylenko@ipmras.ru

Исследованы особенности физического распыления основных срезов монокристаллического кремния ускоренными ионами инертных газов (Ar, Xe, Ne) разных энергий и углов падения на поверхность. Для каждого среза определено значение пороговой энергии ионов, при которой резко изменяется поведение шероховатости поверхности, при энергиях больше пороговой шероховатость сглаживается, при меньших — увеличивается.

Введение

С модернизаций синхротронов 3-го поколения и появлением синхротронов 4-го поколения, а также лазеров на свободных электронах, стали еще более актуальными проблемы гладкости и точности формы отражающих поверхностей и их радиационной стойкости. Оптические элементы для обозначенных выше источников представляют собой плоские или близкие к плоскости элементы, и в настоящее время требования на их точность формы по параметру среднеквадратичного отклонения (RMS) составляют несколько нанометров и на шероховатость на уровне 0.3 нм [1]. Проблема осложняется термоиндуцированными искажениями формы оптических элементов из-за больших радиационных (до нескольких киловатт) тепловых нагрузок. И теоретические расчеты, и практика показали, что в качестве материала подложек для зеркал, работающих под столь мощными пучками излучения, может рассматриваться только монокристаллический кремний [2]. Получение поверхностей с такой точностью формы и значениями шероховатости возможно с помощью ионно-пучкового травления. Однако ионное травление кристаллических материалов довольно сложный и до конца не изученный процесс. Взаимная ориентация кристаллографических плоскостей, среза кристалла, энергии иона и угла его падения на поверхность образца могут вносить существенную неоднозначность в процедуру ионно-пучкового травления.

Работа посвящена изучению особенностей физического распыления, и, в частности, поведению шероховатости поверхности с целью разработки методики ионной обработки основных срезов монокристаллического кремния инертными газами.

Описание эксперимента

В качестве образцов использовались пластины размером 15×15 мм, вырезанные из стандартных суперполированных кремниевых подложек (эффективная шероховатость $\sigma_{\text{eff}} \sim 0.3$ нм в диапазоне пространственных частот ν [$4.9 \cdot 10^{-2} - 6.3 \cdot 10^1$ мкм $^{-1}$]) диаметром 100 мм и толщиной 0,5 мм с ориентацией <100>, <110> и <111>. Эксперименты проводились на установке ионного травления [3]. Контроль глубины травления производился с помощью «свидетеля» — аналогичный образец, часть которого закрывалась

маской. В результате ионного травления на границе маски формировалась ступенька, высота которой измерялась на интерференционном микроскопе белого света TalySurf CCI2000.

Результаты и обсуждение

Результаты исследования при распылении ионами Ar ранее были представлены в [4]. В рамках данного материала приводятся результаты при распылении ионами Xe. Показано, что поведение зависимостей эффективной шероховатости и коэффициента распыления имеет схожее поведение. Ниже приведены некоторые зависимости (рис. 1–4).

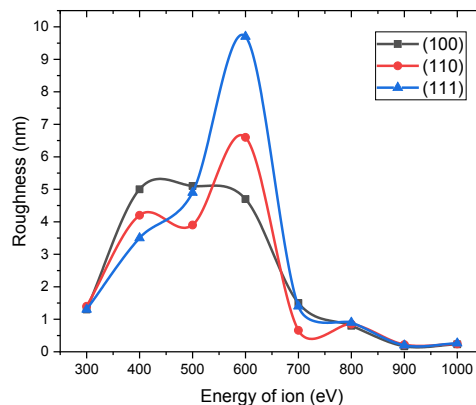


Рис. 1. Энергетическая зависимость значения эффективной шероховатости основных срезов монокристаллического кремния при травлении ионами ксенона

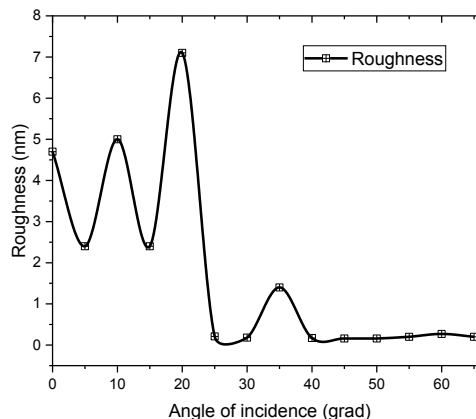


Рис. 2. Угловая зависимость значения эффективной шероховатости монокристаллического кремния (100) при травлении ионами ксенона с энергией 600 эВ

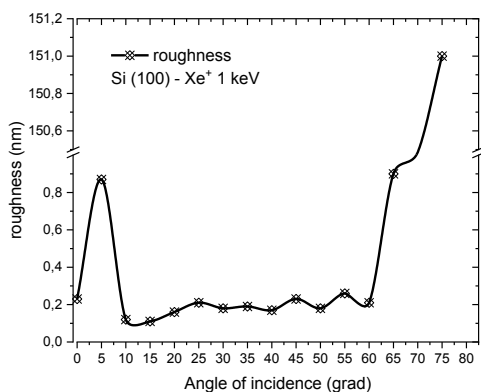


Рис. 3. Угловая зависимость значения эффективной шероховатости монокристаллического кремния (100) при травлении ионами ксенона с энергией 1 кэВ

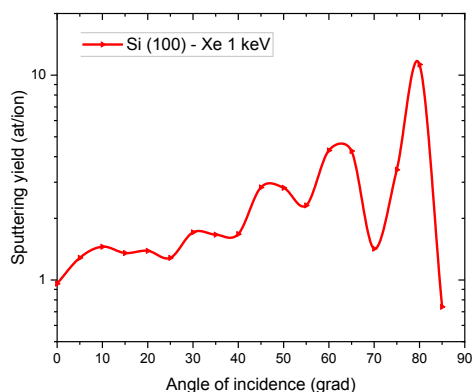


Рис. 4. Угловая зависимость значения коэффициента распыления монокристаллического кремния (100) при травлении ионами ксенона с энергией 1 кэВ

Из энергетической зависимости (см. рис. 1) видно, что, как и в случае с аргоном, существует пороговая энергия (~750 эВ), после которой шероховатость

резко уменьшается. Этот эффект играет решающую роль для проведения ионно-пучковой обработки поверхности. Коррекция локальных ошибок формы осуществляется при нормальном падении пучка ускоренных ионов на поверхность, а как видно из угловых зависимостей (см. рис. 2 и 3), шероховатость при нормальном падении существенно сглаживается при энергии ионов больше пороговой.

Таким образом, определены параметры ионного травления для основных срезов монокристаллического кремния, обеспечивающие минимальную шероховатость поверхности и позволяющие проводить ионно-пучковую обработку, в частности коррекцию локальных ошибок формы. Получены рекордные значения эффективной шероховатости поверхности 0.11 нм при травлении монокристаллического кремния <110> ионами Xe с энергией 1000 эВ. Определены значения пороговых энергий сглаживания для каждого из рассмотренных в работе срезов.

Финансирование

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20108) с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. L. Samoylova *et al.* // Proc. SPIE, **7360**, 73600E (2009).
2. R. A. Paquin *et al.* // Proc. SPIE, 3152 (1997).
3. M. S. Mikhailenko *et al.* // Precision Engineering. Vol. 48. P. 338–346 (2017).
4. M. S. Mikhailenko *et al.* // Applied Optics. Vol. 61, Issue 10. P. 2825–2833 (2022).

Методика расчета многослойных рентгеновских зеркал для источников на основе обратного комптоновского рассеяния

С. С. Морозов*, С. А. Гарахин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*morozov_sv@ipmras.ru

Показано, что использование с источником на основе обратного эффекта Комптона традиционных многослойных рентгеновских Pt/C зеркал с градиентом периода только вдоль направления распространения центрального рентгеновского пучка, так называемые зеркала Гебеля, приводит к значительной потере отраженной интенсивности. Эффективность таких зеркал составит около 2% от полной мощности источника. Для решения этой проблемы предлагается новый подход, основанный на использовании нескольких стрипов многослойных покрытий с различными значениями периода. Описывается предложенная методика расчета распределения периода по поверхности зеркала. Параметрами расчета являются: угловая зависимость энергии фотонов источника, размер зеркала, расстояние от источника до центра зеркала и центральный угол падения излучения на зеркало. Разработанная методика расчета периодов продемонстрирована на примере решения конкретной задачи, рассмотренной в литературе ранее.

Введение

Источники рентгеновского излучения, в основе принципа работы которых лежит эффект обратного комптоновского рассеяния, имеют особенность, заключающуюся в наличии зависимости энергии, приобретенной фотоном в результате рассеяния на электроны, от угла рассеяния. Подобные источники описаны в [1–3]. В частности, в [1] приведен вид зависимости энергии кванта рентгеновского излучения от угла (рис. 1, а).

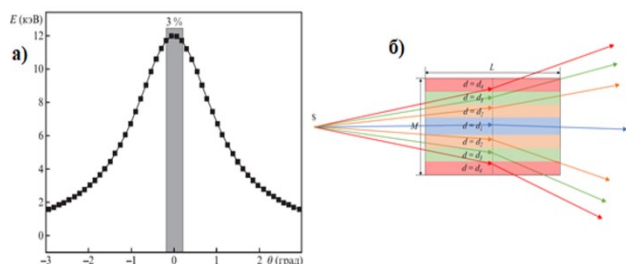


Рис. 1. Зависимость энергии кванта от угла излучения для источника на основе эффекта обратного комптоновского рассеяния (а) и схема отражения излучения источника на основе обратного комптоновского рассеяния от сегментированного плоского зеркала (б)

Такая особенность не позволяет эффективно использовать стандартные рентгеновские зеркала с градиентом периода только вдоль направления распространения центрального рентгеновского пучка, так называемые зеркала Гебеля, для управления излучением источников на основе обратного эффекта Комптона. Возможным решением данной проблемы могут стать зеркала с переменным периодом, однако если изменение периода на масштабах длины зеркала (L на рис. 1, б) не является проблемой в случае, когда длина зеркала составляет сотни миллиметров, то в перпендикулярном направлении (M на рис. 1, б) предполагается изменение периода на масштабах порядка единиц миллиметров, чего невозможно добиться, напрямую применяя метод магнетронного напыления. Попытки получения таких зеркал другими, менее точными методами, а именно – механическим «наклеиванием» зеркал (стрипов) на подложку, привели к существенной неровности получившегося комбинированного зеркала в направлении, перпендикулярном плоскости зеркала.

Предлагаемый метод заключается в использовании литографии для создания системы зеркал (стрипов) с переменным периодом, при этом в пределах стрипа период остается неизменным. Ширина стрипа определяется из условия, что в соседних стрипах приращение периода соответствует $\Delta d/d = 3\%$. Это обусловлено тем, что комптоновская линия имеет спектральную ширину примерно 3%. Это связано с угловым и энергетическим разбросом электронного и лазерного пучков [2].

Произведено моделирование плоского зеркала, состоящего из нескольких зеркал стрипов с разными периодами. Проекцией конического пучка на плоское зеркало будет являться эллипс, ограниченный длиной зеркала по одной из координат. В соответствии с результатами предыдущих исследований [1] были выбраны параметры $\theta_c = 0.8^\circ$, длина зеркала $L = 300$ мм, расстояние от источника до начала зеркала $l = 500$ мм.

Однако при моделировании возникает существенная проблема, связанная с геометрией конических пучков. При сечении конического пучка плоским зеркалом центральный луч не является центром проекции, т. е. не попадает в центр предполагаемого эллипса. Проекция центрального луча обозначена на рис. 2 точкой P1, реальный центр эллипса обозначен точкой P2. Это несоответствие ведет к нарушению симметрии задачи, потому что из-за особенностей источника энергия квантов будет спадать симметрично относительно центрального луча по гауссовому закону:

$$E(\theta) = \frac{E_{\max}}{1 + \frac{\lambda_0}{4hc} E_{\max} \theta^2} \quad (1)$$

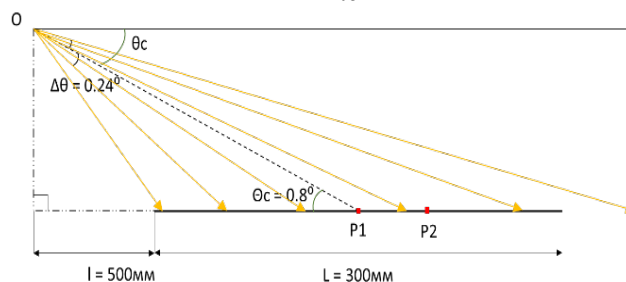


Рис. 2. Схематичное изображение рассчитываемого зеркала и пучка

Этой проблеме не было уделено достаточно внимания в [1], что привело к завышению эффективности зеркала. Несмотря на то что вопрос углового распределения энергии излучения затрагивается в указанном источнике косвенно, необходимо принимать во внимание асимметрию проекции пучка.

Задача сводится к нахождению углов падения излучения на плоскость зеркала в каждой точке. Задача об определении угла падения θ_f сводится к задаче о нахождении угла между некоторой прямой с переменным направляющим вектором и постоянной плоскостью $z = 0$. Задача определения комптоновского угла — к расчету угла между постоянной прямой, определяющей центральный луч, и переменной прямой, отклоненной на угол $\Delta\theta_c$.

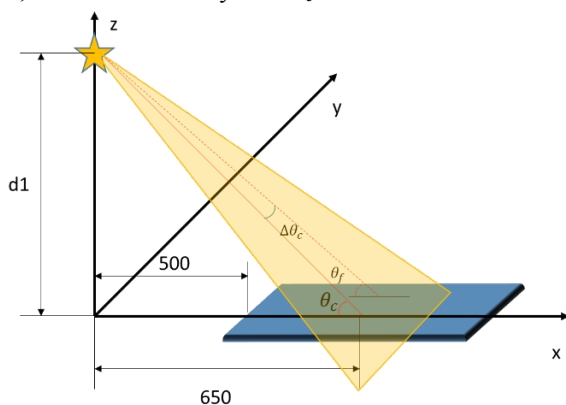


Рис. 3. Система координат относительно плоскости зеркала и источника

Пользуясь известными соотношениями, можем заключить:

$$\theta_f = \arcsin\left(\frac{d1}{\sqrt{x^2 + y^2 + d1^2}}\right), \quad (2)$$

$$\Delta\theta_c = \arccos\left(\frac{650x + d1^2}{\sqrt{650^2 + d1^2}\sqrt{x^2 + y^2 + d1^2}}\right). \quad (3)$$

Результатом работы стала карта изолиний периодов на зеркале (рис. 4).

Таким образом, развитый в работе подход позволяет оптимизировать распределение периода по

поверхности зеркала для любых параметров установки и многослойного зеркала, которое обеспечит максимальную интенсивность отраженного сигнала.

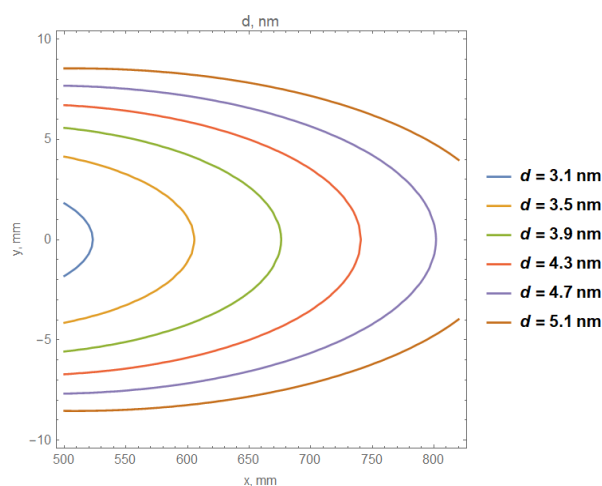


Рис. 4. Изолинии периодов на зеркале

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-72-30029

Литература

1. М. М. Барышева, И. В. Малышев, В. Н. Полковников, Н. Н. Салашенко, М. В. Свечников, Н. И. Чхало // Квантовая электроника, 2020, т. 50, № 4, 401–407.
2. W. S. Graves, J. Bessuille, P. Brown, S. Carbajo, V. Dolgashev, K.-H. Hong, E. Ihloff, B. Khaykovich, H. Lin, K. Murari, E. A. Nanni, G. Resta, S. Tantawi, L. E. Zapata, F. X. Kärtner, and D. E. Moncton. // Acceleration Physics, 2014, arXiv:1409.6954v2.
3. Benjamin Hornberger, Jack Kasahara, Martin Gifford, Ronald Ruth, Rod Loewen, Proc. SPIE 11110, Advances in Laboratorybased X-Ray Sources, Optics, and Applications VII, 1111003 (9 September 2019); doi: 10.1117/12.2527356.

Влияние легирования железом на высокотемпературную стабильность и тепловое расширение танталатов висмута-магния

С. В. Некипелов^{1,2,*}, Н. А. Жук², М. Г. Кржижановская³, Д. В. Сивков¹, В. Н. Сивков¹

¹Физико-математический институт, ФИЦ Коми научный центр УрО РАН, ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167928

²Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, Россия, 167000

³Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 119034

*nekipelovsv@mail.ru

Получены термически стабильны до температуры 1140°C пироксиды танталатов висмута, легированные Fe, Mg: $\text{Bi}_2\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ta}_2\text{O}_{9.5-\Delta}$ ($x \leq 0.7$). Исследовано влияние содопирования Fe и Mg на их кристаллическую структуру. Параметр элементарной ячейки твердых растворов равномерно увеличивается от 10,5009(1) Å ($x = 0.3$) до 10,5225(7) Å ($x = 0.7$). По данным XPS и NEXAFS-спектроскопии установлено, что ионы в данных твердых растворах находятся в зарядовых состояниях Bi (+3), Mg(+2), Fe(+3), Ta(+5-δ).

Введение

Висмутсодержащие пироксиды перспективны благодаря своим отличным диэлектрическим свойствам: высоким значениям диэлектрической проницаемости, малым значениям диэлектрических потерь в мегагерцовом диапазоне частот и регулируемому температурному коэффициенту емкости. В связи с этим материалы на основе таких пироксидов могут быть использованы при изготовлении многослойных керамических конденсаторов, диэлектрических резонаторов, термисторов, толсто пленочных резисторов и коммуникационных элементов, генераторов или фильтров СВЧ. В работе показана возможность образования пироксидов танталатов висмута, легированных Mg и Fe, и влияние ионов магния и железа на структуру и физико-термические свойства соединений.

Результаты и обсуждение

Твердые растворы $\text{Bi}_2\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ta}_2\text{O}_{9.5-\Delta}$ ($x \leq 0.7$) были синтезированы твердофазным методом. Терми-

ческое поведение при высоких температурах исследовали методом порошковой высокотемпературной рентгеновской дифракции. Образцы так же были исследованы методами рентгеноабсорбционной (NEXAFS) и рентгеноэлектронной (XPS) спектроскопии.

Все исследованные образцы, согласно результатам рентгенофазового анализа, кристаллизуются в кубической сингонии с пространственной группой $Fd\bar{3}m:2$ (рис. 1). В результате расчета параметра элементарной ячейки образцов установлено, что постоянная ячейки с ростом концентрации магния и уменьшением содержания железа равномерно увеличивается от 10.5225 ± 0.0007 Å ($x = 0.3$) до 10.5009 ± 0.0001 Å ($x = 0.7$), подчиняясь закону Vegarda. Этот факт, во-первых, свидетельствует об образовании непрерывного ряда твердых растворов и, во-вторых, об однотипном и равномерном распределении ионов железа и магния в одной системе кристаллографических позиций. Зависимость параметра элементарной ячейки от содержания железа показана на вставке рис. 1.

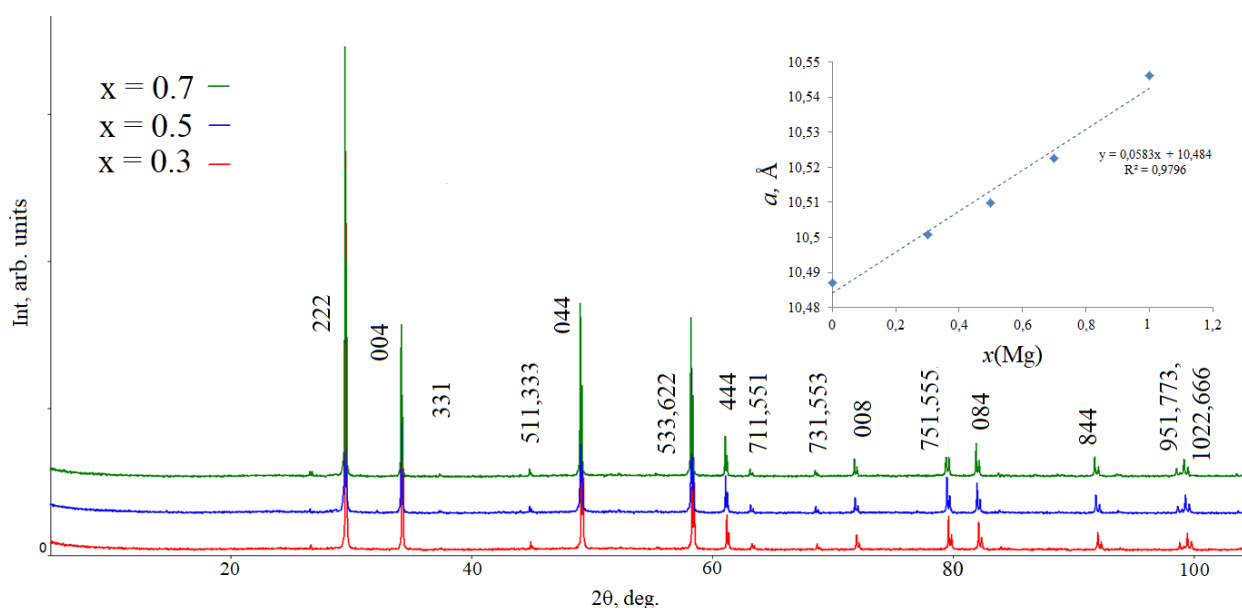


Рис. 1. Рентгенограммы и зависимость параметра элементарной ячейки от содержания ионов магния $\text{Bi}_2\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Ta}_2\text{O}_{9.5-\Delta}$

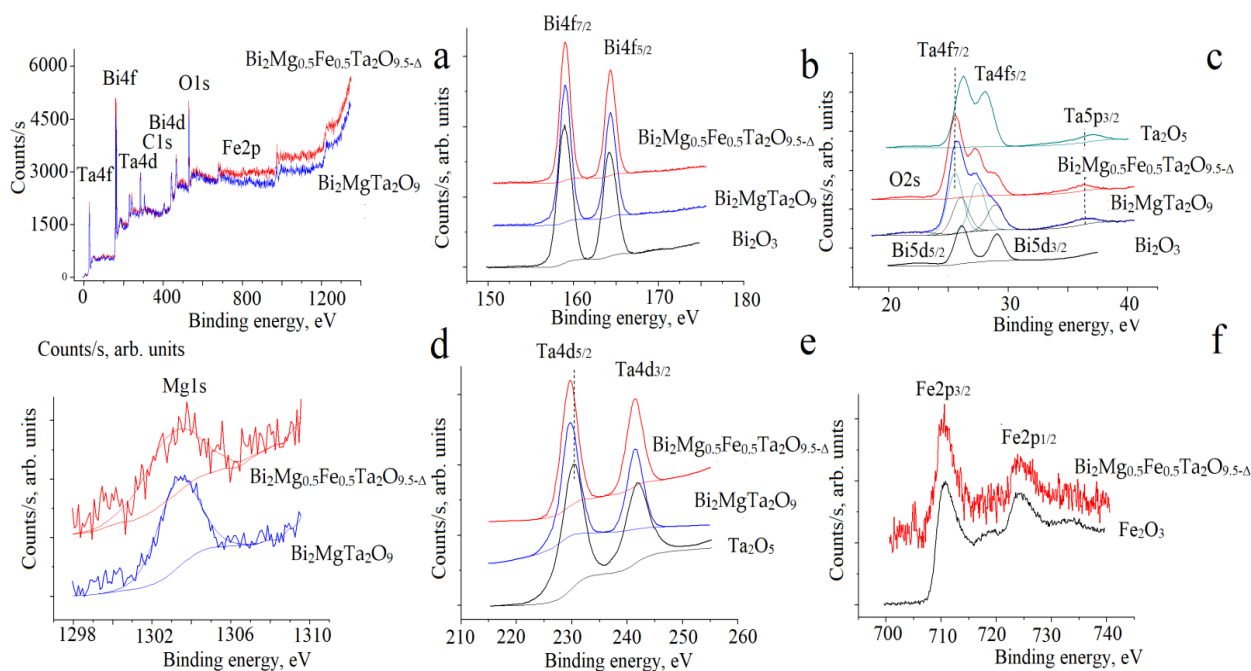


Рис. 2. XPS-спектры образцов $\text{Bi}_2\text{MgTa}_2\text{O}_9$ и $\text{Bi}_2\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{Ta}_2\text{O}_{9.5-\Delta}$

Исследования электронного состояния атомов в пирохлоре танталата висмута, легированного Mg, Fe, проводились методами NEXAFS- и XPS-спектроскопии. Полученные XPS-спектры висмута-магния железа (на примере состава с $x = 0,5$) и соответствующих оксидов представлены на рис. 2. Отметим лишь некоторые особенности вновь полученных спектров. Во-первых, легирование ионами железа существенно не меняет спектральные характеристики ионов висмута, тантала и магния (рис. 2, *a-d*). Следовательно, электронное состояние этих ионов остается неизменным и соответствует ионам Mg(II), Bi(III). В спектрах Ta4f и Ta5p атомов тантала энергетическое положение пиков имеет характерный сдвиг в сторону меньших энергий по сравнению с энергией связи в пентавалентном оксиде тантала Ta_2O_5 , что характерно в случае уменьшения эффективного положительного заряда. Это предполагает, что атомы тантала могут иметь

одинаковый эффективный заряд меньше пяти $+(5-\delta)$. По-видимому, наблюдаемый сдвиг обусловлен замещением позиций тантала ионами магния (II) и железа (III) с меньшим эффективным зарядом.

Спектры железа Fe2p (рис. 2, *f*) демонстрируют две широкие полосы, энергетическое положение которых сравнимо со спектрами Fe_2O_3 , что позволяет предположить, что атомы железа имеют эффективный заряд $+3$. Аналогичный вывод о зарядовом состоянии атомов железа Fe^{3+} следует из анализа спектров NEXAFS $\text{Fe}2p_{3/2}$ керамики.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Республики Коми (проект № 20-42-110002 р-а) и Министерства науки и высшего образования России в рамках соглашения № 075-15-2021-1351 в части NEXAFS-спектроскопии.

Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения на основе ксенона

А. Н. Нечай*, А. А. Перекалов, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

* nechay@ipmras.ru

В работе представлен источник лазерно-плазменного излучения, предназначенный для генерации мягкого рентгеновского излучения на длинах волн 100–180 Å. В качестве мишеней использовалась ксеноновая струя, формируемая при импульсном истечении газа из конусного сверхзвукового сопла с $d_{\text{пр}} = 0,45$ мм, $L = 5$ мм, $\alpha = 9^\circ$. Для возбуждения использовался Nd:YAG-лазер с длиной волны 1064 нм, энергией импульса ~0.8 Дж, длительностью импульса 5,2 нс. Исследованы эмиссионные спектры данного источника излучения и интенсивности ряда линий в абсолютных единицах. Абсолютные значения были исследованы при различных энергиях возбуждающего излучения лазера, давлениях газа на входе в сопло, расстояниях лазерной искры от среза сопла.

Введение

В последнее время вновь актуальным стало создание отечественного литографического оборудования. Особенно важным является разработка литографов, работающих в диапазоне экстремального ультрафиолетового излучения. Важнейшей задачей, возникающей при разработке данного оборудования, является изготовление источника излучения.

Для литографических целей могут применяться различные источники излучения, но наиболее перспективны лазерно-плазменные [1]. Известно, что для эффективного получения эмиссионного излучения в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне необходимо формирование высокотемпературной плазмы, включающей в себя ионы, эффективно излучающие в данном спектральном диапазоне.

В настоящее время существует два варианта создания источников излучения, пригодных для литографических целей. Это источник на основе капельной мишени из олова и источник на основе газовой струи ксенона.

Целью проводимых исследований стало изучение эмиссионных спектров газоструйных мишеней на основе ксенона и абсолютных значений излучения в спектральном диапазоне 40–180 Å при различных условиях истечения газа и возбуждения лазерным излучением.

Исследовательская установка

Для проведения исследований использовалась установка, позволяющая проводить исследование спектральных зависимостей и интенсивности абсолютного излучения газоструйных мишеней.

Работа установки [2, 3] осуществляется следующим образом. Газ с помощью импульсного клапана подается через сверхзвуковое сопло в вакуумный объем установки. Излучение лазера, проходя оптический ввод, попадает на фокусирующую линзу. В фокусе линзы лазерное излучение вызывает пробой в газовой струе. Излучение плазмы, проходя свободно-висящий рентгеновский фильтр, подается на входное зеркало спектрометра-монохроматора РСМ-500. По второму каналу излучение плазмы, проходя свободно-висящий рентгеновский фильтр, направляется в зеркальный спектрометр либо двухзеркальный монохроматор.

С помощью спектрометра-монохроматора РСМ-500 исследовались спектры в диапазонах 40–80 и 80–180 Å. Разрешение прибора составляло 0,4 Å. В зеркальном спектрометре для монохроматизации излучения использовались различные многослойные зеркала. Измерения на длине волны 44 Å проводили с использованием зеркала Cr/Sc и двух Ti/Be пленочных фильтров, для длины волны 108 Å проводили с зеркалом Mo/B₄C и двумя Zr/ZrSi₂ пленочными фильтрами, для длин волн 113,4 Å, 138 Å, 148 Å использовались зеркало Mo/Be и два Zr/ZrSi₂ пленочных фильтра. Исследования зависимости интенсивности излучения для полосы 113,4 Å проводились с помощью двухзеркального монохроматора на основе двух многослойных Mo/Si зеркал с использованием двух Mo/ZrSi₂ пленочных фильтров.

Для возбуждения мишени использовался лазер NL300 Series Nd:YAG Laser, 1064 нм, 0.8 Дж, длительность импульса 5.2 нс, частота 10 Гц. Для формирования газовой струи использовался импульсный клапан на основе форсунки Bosch 0280158017, на выходе из которой закреплялось коническое сопло критическим сечением 500 мкм.

Результаты исследований

В процессе проведения исследований были получены эмиссионные спектры ксенона при различных давлениях газа на входе в сопло, различной энергии возбуждающего лазерного излучения и различного расстояния между лазерной искрой и срезом сопла. На рис. 1 представлен эмиссионный спектр Xe, измеренный с помощью РСМ-500 в диапазоне 80–180 Å.

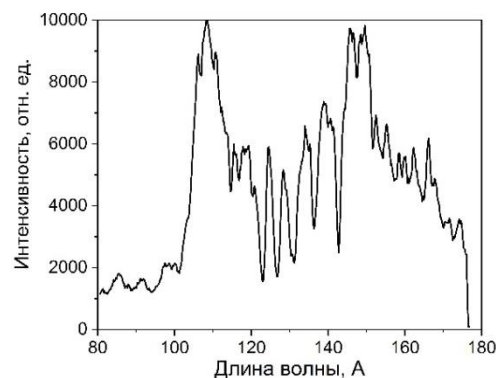


Рис. 1. Эмиссионный спектр Xe в диапазоне 80–180 Å, измеренный с помощью РСМ-500

В таблице 1 приведены результаты измерения абсолютных интенсивностей излучения при использовании газоструйной мишени ксенона и различном давлении газа на входе в сопло. Число фотонов и энергия излучения приведены для излучения в полную сферу.

Таблица 1. Абсолютные интенсивности ксеноновой газоструйной мишени

Длина волны, Å	4 бар		8 бар	
	N , фот/ имп	W , Дж/ имп	N , фот/ имп	W , Дж/ имп
44±0.38	$2.1 \cdot 10^{12}$	$9.5 \cdot 10^{-5}$	$5.4 \cdot 10^{12}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$
108±1.0	$2.7 \cdot 10^{14}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	–	–
113.4±2.5	$2.7 \cdot 10^{14}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{14}$	$8.9 \cdot 10^{-3}$
138±3.8	$5.6 \cdot 10^{13}$	$8.1 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$
148±4.0	$5.0 \cdot 10^{13}$	$6.7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{14}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$

Выводы

В процессе проведения исследований были получены эмиссионные спектры ксенона при различных давлениях газа на входе в сопло, различной энергии возбуждающего лазерного излучения и различного расстояния между лазерной искрой и срезом сопла.

Показано, что интенсивности эмиссионного излучения ксеноновой мишени в диапазоне 40–180 Å очень велики. В целом ксенон — это весьма перспективный газ-мишень, но из-за большого влияния самопоглощения газоструйные мишени на основе ксенона необходимо эксплуатировать при возможно меньшем расходе газа и возможно более мощных системах откачки.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-30029) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. H. Fiedorowicz et al. // Optics Communications. 1999. V. 163, № 1–3. P. 103.
2. А. В. Водопьянов и др. // Квантовая электроника. 2021. Т. 51, № 8. С. 700–707.
3. А. Н. Нечай, Н. Н. Салашенко, Н. И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. Вып. 5. С. 17.

Исследование жидкостных мишеней для лазерно-плазменных источников в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,3–4,4 нм

В. Е. Гусева^{1,2}, А. Н. Нечай¹, А. А. Перекалов^{1,*}, Н. Н. Салащенко¹, Н. И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950
*perekalov@ipmras.ru

В ходе проведения работы исследованы эмиссионные спектры жидкостных мишеней в спектральном диапазоне 2,3–4,4 нм. Для формирования жидкостной мишени использовалась система на основе форсунки Bosch 0280158017. Исследовались жидкостные мишени этанола, изопропанола и дихлорметана. Зарегистрированы абсолютные интенсивности эмиссионного излучения на уровне $2 \cdot 10^{12}$ – 10^{13} фот/имп в полный телесный угол. Проведено сравнение эффективности изученных мишеней.

Введение

Источники излучения в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,3–4,4 нм необходимы для проведения исследований «живых» биологических образцов с помощью методик мягкой рентгеновской (МР) микроскопии. Наиболее удобный тип источника для применения в рамках лабораторного МР-микроскопа — лазерно-плазменный источник. Одним из параметров, наиболее сильно влияющих на интенсивность МР-излучения, является плотность мишени. В данной работе проведено исследование эмиссионных спектров жидкостных мишеней, обладающих высокой плотностью, в спектральном диапазоне 2,3–4,4 нм.

Экспериментальная установка

Исследования эмиссионных спектров жидкостных мишеней проводились на установке, подробно описанной в [1]. Для формирования жидкостной мишени использовалась система на основе форсунки Bosch 0280158017, позволяющей подавать жидкость в вакуумную камеру импульсно с частотой 10 Гц. Для возбуждения мишени использовалось импульсное излучение Nd:YAG-лазера, $\lambda = 1064$ нм, $\tau = 5,2$ нс, $E = 0,8$ Дж. Регистрация эмиссионных спектров проводилась с помощью РСМ-500. Для измерения абсолютных интенсивностей использовался спектрометр на основе многослойных рентгеновских зеркал, описанный в [2]. В данной работе использовались зеркала на основе Cr/Sc и тонкопленочные фильтры Ti/Be.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены эмиссионные спектры этанола и изопропанола, полученные с помощью РСМ-500. Давление жидкости на входе в форсунку в данных экспериментах составляло 4 бар.

Зарегистрирован ряд эмиссионных линий, соответствующих ионам углерода с различным зарядом. Качественно вид эмиссионных спектров для двух исследованных мишеней совпадает. В табл. 1 представлены абсолютные интенсивности излучения зарегистрированных эмиссионных линий. Буквой W обозначена энергия, излучаемая лазерной искрой на указанной длине волны в полный телесный угол 4π за

время одного лазерного импульса. Также в таблице указаны ионы, излучающие на каждой из исследованных длин волн.

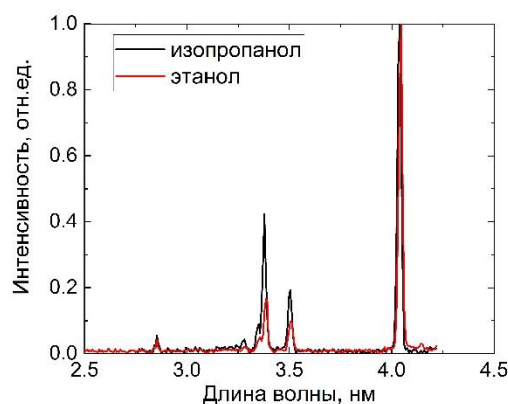


Рис. 1. Эмиссионные спектры этанола и изопропанола

Таблица 1. Абсолютные интенсивности излучения

Мишень	λ , нм	ион	W , Дж/имп
Этанол	4,026	C V	$5,2 \cdot 10^{-4}$
	3,49	C V	$8,9 \cdot 10^{-5}$
	3,37	C VI	$1,2 \cdot 10^{-4}$
Изопропанол	4,026	C V	$2,9 \cdot 10^{-4}$
	3,49	C V	$8,1 \cdot 10^{-5}$
	3,37	C VI	$9,8 \cdot 10^{-5}$

Из данных, представленных в табл. 1, видно, что интенсивность излучения при использовании в качестве мишени этанола выше, чем при использовании изопропанола. На длинах волн 3,49 и 3,37 нм интенсивность выше на 10–20%, а на длине волны 4,026 нм почти вдвое. Таким образом, можно сделать вывод, что жидкая мишень этанола является более эффективным источником МР-излучения в исследованной области спектра, чем мишень с изопропанолом.

На рис. 2 показан зарегистрированный с помощью РСМ-500 эмиссионный спектр жидкостной мишени дихлорметана. В данном спектре видны эмиссионные линии ионов хлора, а также линия ионов углерода C VI на длине волны 3,37 нм.

Полученные значения абсолютных интенсивностей излучения для некоторых эмиссионных линий указаны в табл. 2.

Таблица 2. Абсолютные интенсивности излучения

λ , нм	ион	W, Дж/имп
4,44	Cl VIII	$2 \cdot 10^{-4}$
3,37	C VI	$1.2 \cdot 10^{-4}$

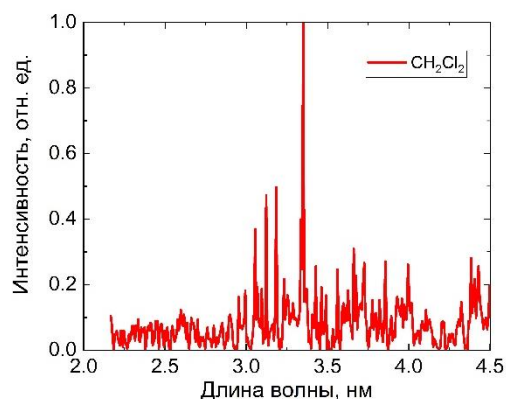


Рис. 2. Эмиссионный спектр дихлорметана

Сравнивая данные в табл. 1 и 2, можно сделать вывод о том, что интенсивность эмиссионного излучения ионов углерода C VI на длине волны 3,37 нм при использовании мишени дихлорметана достаточно высока и сравнима с интенсивностью, получаемой при использовании мишени этанола. При этом интен-

сивность излучения ионов хлора в спектральном диапазоне 2,3–4,4 нм сравнительно небольшая.

Заключение

Таким образом, в данной работе было проведено исследование эмиссионных спектров жидкостных мишеней в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,3–4,4 нм. Получены эмиссионные спектры и определены излучающие ионы. С помощью спектрометра на основе многослойных рентгеновских зеркал определены абсолютные интенсивности некоторых зарегистрированных линий. Проведено сравнение изученных жидкостных мишеней и сделаны выводы об их эффективности.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-62-00068.

Литература

1. А. Н. Нечай *и др.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2019. **9**. 83.
2. А. В. Водопьянов *и др.* // Квантовая электроника. 2021. **51**(8). 700.

Развитие ионно-пучковых методов прецизионной обработки оптических поверхностей

М. В. Зорина, И. В. Малышев, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов*, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов, А. К. Чернышев, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*aepestov@ipm.ipmras.ru

Представлены методики прецизионной обработки поверхности оптических элементов пучками ускоренных ионов. Основное внимание уделяется математическим методам, описывающим процесс обработки поверхности оптических элементов ионным пучком. Приводятся характеристики и возможности оборудования, решаемые с его помощью задачи, получаемые результаты, в частности, значения эффективной шероховатости в диапазоне пространственных частот $q \in [2.5 \cdot 10^{-2} - 6.0 \cdot 10^1 \text{ мкм}^{-1}]$, а также примеры формирования поверхности оптических элементов плоского, сферического и асферического профилей.

Введение

Развитие рентгеновской оптики требует повышения качества поверхностей оптических элементов как с точки зрения формы, так и шероховатости. За последние 10 лет требования перешли в субнанометровую область, что потребовало развития методов формирования прецизионных оптических элементов, сочетающих в себе высокую точность съема материала, позитивное влияние на шероховатость, высокую производительность и низкую стоимость технологического процесса. В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяет ионно-пучковое травление [1, 2]. Это бесконтактный метод обработки поверхности, основанный на физическом явлении распыления материала с поверхности под воздействием ионной бомбардировки.

Данный метод позволяет контролируемо удалять материал с субнанометровой точностью и широко используется для формирования подложек рентгено-оптических элементов для таких задач, как ЭУФ нанолитография, солнечная астрономия и другие. Однако появление новых задач, связанных с развитием источников синхротронного излучения, лазеров на свободных электронах, микроскопии мягкого рентгеновского диапазона, требует постоянного совершенствования методик ионно-пучковой обработки, исследования влияния распыления на поверхность новых материалов и используемого оборудования.

В рамках работы:

представлены новые математические модели описания взаимодействия ионного пучка с поверхностью, позволившие существенно продвинуться по доступным к обработке пространственным частотам, сократить время и повысить точность при коррекции ошибок формы поверхности;

предложены методики обработки монокристаллических материалов, позволяющих создавать элементы для мощных источников рентгеновского излучения (синхротронов и лазеров на свободных электронах), и жертвенные слои, обработка которых позволяет существенно сглаживать исходную шероховатость;

разработано оборудование, обеспечивающее высокую производительность и требуемую точность технологического процесса;

получен ряд рекордных и уникальных результатов, существенно расширивших возможности метода.

Установка ионного травления

Разработана технологическая установка, оснащенная тремя источниками ускоренных ионов (два с фокусировкой ионного пучка $\varnothing 2$ и $\varnothing 12$ мм и широкоапертурный с квазипараллельным пучком $\varnothing 150$ мм). Схема установки представлена на рис. 1.

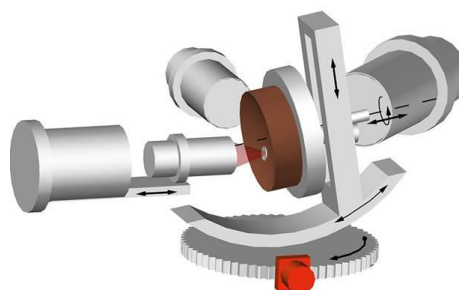


Рис. 1. Схема установки ионно-пучкового травления

Концепция подвижной детали позволила соединить в одной установке все методики ионно-пучковой обработки поверхности: полировка и асферизация сильноточным широкоапертурным пучком и коррекция локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком.

Результаты

Разработана математическая модель процесса ионно-пучковой обработки оптических деталей. Модель основана на матричном представлении процесса взаимодействия ионного пучка с поверхностью. Время нахождения ионного пучка в различных положениях на поверхности обрабатываемой детали находится из условия минимизации среднеквадратичного отклонения (RMS) ошибки формы поверхности:

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\tilde{S}(x_i, y_i) - \bar{S})^2} \leq \lambda/14, \quad (1)$$

где $\tilde{S}(x_i, y_i)$ — высота поверхности в координате (x_i, y_i) после обработки; \bar{S} — среднее значение высоты поверхности после обработки.

Построенная модель позволила расширить диапазон пространственных частот рельефа поверхности, доступных для обработки ионно-пучковым методом, что, в свою очередь, привело к снижению времени полного цикла изготовления оптических деталей.

Исследование процессов взаимодействия ионов различных газов с поверхностью мишеней из различ-

ных материалов позволило получить ряд рекордных результатов по величине среднеквадратической шероховатости. На рис. 2 представлены PSD-функции шероховатостей поверхности плавленого кварца после полировки ионами Xe и монокристаллического Si <110> после полировки ионами Ar.

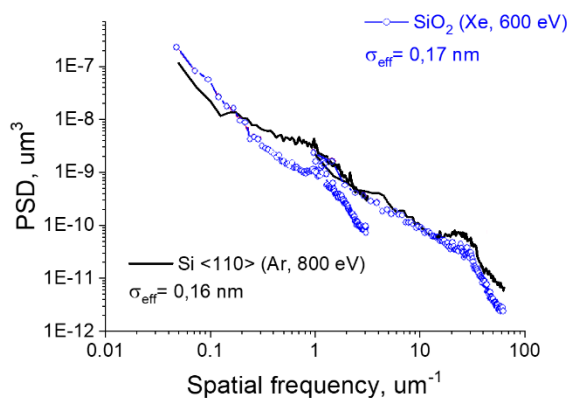


Рис. 2. PSD-функции шероховатостей SiO_2 и Si <110> после ионной полировки

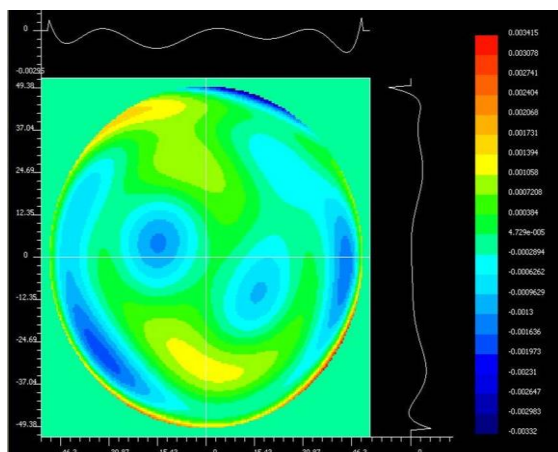


Рис. 3. Карта отклонения формы поверхности от сферы (RMS = 0,6 нм)

Коррекция локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком позволяет формировать поверхности с точностью формы по параметру RMS на уровне 1 нм и менее. В частности, для сферической подложки радиусом кривизны $R = 260 \text{ мм}$ и диаметром 130 мм с исходной $\text{RMS} = 7,3 \text{ нм}$ удалось улучшить форму поверхности до субнанометровой точности (параметр RMS составил 0,6 нм — см. рис. 3).

Заключение

Развитие ионно-пучковых методов прецизионной обработки оптических поверхностей позволило сформировать, в частности, подложки зеркал ЭУФ-микроскопа на длину волны 13,8 нм, позволяющего исследовать тонкую структуру и внутренне строение клеток биологических образцов, зеркальный ВУФ-телескоп по модифицированной схеме Шмидта — Косегрена с рекордным полем зрения $\pm 1,5^\circ$ и разрешением $\Delta\varphi = 0,7''\text{--}2,2''$ для $\lambda = 122\text{--}320 \text{ нм}$ и кристалл-монокроматор из монокристаллического Si <110> с точностью формы $\text{RMS} = 2,7 \text{ нм}$ и шероховатостью $\sigma \sim 0,2 \text{ нм}$.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №21-72-30029) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. С. Jiao, S. Li, X. Xie *et al.* // *Appl. Opt.*, **49**(4), 578 (2010).
2. И. Г. Забродин, М. В. Зорина, И. А. Каськов *и др.* // *ЖТФ*, **90**(11), 1922 (2009).

Алмазкарбидкремниевый композит «скелетон» как перспективный материал для подложек рентгенооптических элементов

П. В. Волков¹, М. В. Зорина¹, А. Я. Лопатин¹, А. Ю. Лукьянов¹, М. С. Михайленко¹, А. Е. Пестов^{1,*}, М. Н. Торопов¹, Д. А. Семиков¹, А. К. Чернышев¹, Н. И. Чхало¹, С. К. Гордеев², В. В. Виткин³

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² ЦНИИ материалов, ул. Парадная, д. 8, Санкт-Петербург, 191014

³ Университет ИТМО, пр. Кронверкский, д.49, Санкт-Петербург, 197101

*aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В работе предложено применение алмазкарбидкремниевый композита «Скелетон»® с конструкционным покрытием из поликристаллического кремния в качестве подложек многослойных рентгеновских зеркал для мощных источников синхротронного излучения (3+ и 4-го поколения). Методами ГШП на образцах получены поверхности с параметрами: плоскостность — RMS ~ 50 нм; эффективная шероховатость — $\sigma_{\text{eff}} \sim 1,0$ нм; высокочастотная шероховатость — $\sigma_{2 \times 2} \sim 0,15$ нм. Исследованы теплоемкость и теплопроводность материала в сравнении с монокристаллическим кремнием.

Введение

С развитием мощных источников синхротронного излучения, а также лазеров на свободных электронах остро встала проблема прецизионных рентгенооптических элементов, стойких к большим (до нескольких киловатт) радиационным и тепловым нагрузкам. В настоящее время считается, что в качестве материала подложек для зеркал, работающих под мощными пучками излучения, может рассматриваться в первую очередь монокристаллический кремний [1] при охлаждении подложки парами азота. Другие материалы, в том числе SiC и металлы (медь, алюминий, бериллий), по своим теплофизическим характеристикам сильно ему уступают [2]. Лучшими по этим свойствам характеристиками обладает монокристаллический алмаз, однако существуют сложности его получения с размерами в десятки сантиметров. В качестве альтернативы кристаллическому материалу может быть рассмотрен алмазкарбидкремниевый композит АКК «Скелетон»® [3]. Структура АКК «Скелетон» сформирована алмазными зёрнами, связанными в единый композит карбидокремниевой матрицей. Материал уступает по своим физико-механическим и теплофизическим свойствам только монокристаллическому алмазу, однако позволяет формировать заготовку практически произвольных размеров и формы (“net-shape” технология — химические реакции в объеме заготовки), что позволяет изготавливать в том числе развитую тыльную сторону подложки для повышения теплоотдачи при жидкостном охлаждении.

Высокая твердость и износостойкость композита крайне затрудняют его механическую обработку, в том числе шлифовку-полировку. Для решения данной проблемы на предложенных в работе подложках из АКК «Скелетон» формировалось тонкое (0,5 мм) конструктивное покрытие из поликристаллического кремния. Такое покрытие хорошо поддается полировке и, в силу своей малой толщины, не должно снижать теплофизические характеристики. Применение АКК «Скелетон» в качестве подложек для рентгенооптических элементов, работающих под мощными

пучками синхротронного излучения может позволить перейти от сложных в обработке монокристаллических материалов к традиционной технологии финишного формообразования и полировки применяемых на подложках из плавленого кварца, Zerodur, ситалл и др. Данный подход сочетает в себе механические притир и глубокую шлифовку-полировку (ГШП), а также финишную ионно-пучковую коррекцию локальных ошибок формы.

Исследование АКК «Скелетон»

Аттестация поверхности после ГШП производилась при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ) Ntegra Prima (NT-MDT) и лазерного интерферометра ZYGO Verifire 4 (ZYGO Corporation). По результатам АСМ-измерений восстанавливались PSD-функция шероховатостей и величина эффективной шероховатости (σ_{eff}) в диапазоне пространственных частот $\nu \in [0.025-64 \text{ мкм}^{-1}]$, а также $\sigma_{2 \times 2}$ и $\sigma_{40 \times 40}$ отдельно для кадров 2×2 и 40×40 мкм соответственно. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты АСМ-измерений для образца SK2.

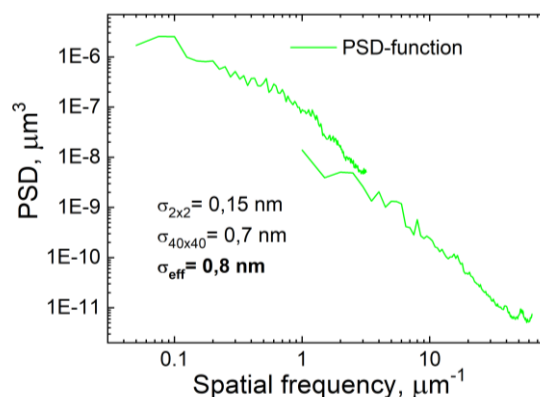


Рис. 1. PSD-функции шероховатости поверхности образца SK2 (данные АСМ). $\sigma_{\text{eff}} = 0,8$ нм, $\sigma_{2 \times 2} = 0,15$ нм

На рис. 2 представлен пример (для образца SK2) формы поверхности, полученный с помощью интерферометра ZYGO Verifire 4.

Теплоемкость и теплопроводность АКК «Скелетон» изучалась при лазерном (CO_2 -лазер, $P = 8$ Вт) нагреве образца и контроле температуры пирометрическим и теплорезистивным датчиками в сравнении с образцом монокристаллического кремния. Предварительно в геометрии эксперимента для обоих образцов были измерены коэффициенты отражения и прохождения ИК излучения для точного учета поглощённой мощности.

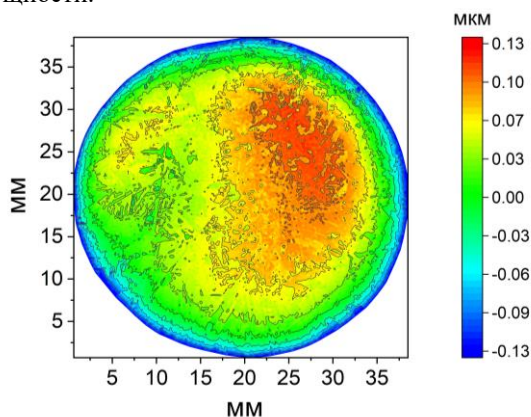


Рис. 2. 90% поверхности образца SK2, $PV_{90\%} = 232$ нм, $RMS_{90\%} = 50,4$ нм

Для образца монокристаллического кремния получена близкая к табличной величина теплоемкости $0,9$ Дж/(К·г), что говорит об адекватности применяемой методики измерений. Величина теплоемкости АКК «Скелетон» составила $1,2$ Дж/(К·г), что заметно (более чем на 30%) больше, чем для монокристаллического Si.

Теплопроводность была оценена при анализе перепада температуры между центром (область нагрева) и границей образца. Коэффициент теплопроводности АКК «Скелетон» оказался более чем в 3 раза выше, чем для Si ($1,5$ Вт/см·К) и по оценкам составила ~ 4 Вт/см·К.

Заключение

Предложено использование алмазкарбидкремниевый композита «Скелетон» с тонким покрытием из поликристаллического кремния в качестве подложек для рентгеновских зеркал, работающих под мощными пучками излучения. Показано, что поликристаллическое кремниевое покрытие позволяет формировать поверхность с приемлемыми для последующей финишной ионной полировки/коррекции формы параметрами. Высокочастотная шероховатость ($\sigma_{2\lambda 2}$) оказалась на уровне $0,15$ нм, что соответствует значениям, получаемым на стандартных подложках для многослойных рентгеновских зеркал из таких материалов, как плавленый кварц, ситалл, ULE, Zerodur.

Более высокие теплоемкость и теплопроводность АКК «Скелетон» по сравнению с монокристаллическим Si позволяет ожидать, что применение подложек из композита даст возможность перейти от азотного охлаждения к водяному и, как следствие, избавиться от вибрации поверхности оптического элемента из-за кипения жидкого азота.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2021-1362) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. A. R. Belure, A. K. Biswas, D. Raghunathan *et al.* // Mater. Today: Proc. **26**, 2260 (2020).
2. Н. И. Чхало, М. В. Зорина, И. В. Малышев *et al.* // ЖТФ. **89(11)**, 1686 (2019).
3. С. Катаев, В. Сидоров, С. Гордеев // Электроника: НТБ. **3**, 60 (2011).

Разработка программного пакета для сшивки данных интерферометра при измерениях рентгеновских зеркал

Е. В. Петраков*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*pet.e@mail.ru

Введение

С быстрым развитием накопительных колец с ограничением дифракции (Diffraction-limited storage ring (DLSR)) и лазеров на свободных электронах (Free Electron Lasers (FEL)) требования к рентгеновским зеркалам растут, а поверхность зеркала должна приближаться к критериям среднеквадратичного отклонения менее нанометра. Такие предельные характеристики ставят сложную задачу метрологии рентгеновских зеркал. В этой работе мы представляем нами разработанный программный пакет для сшивки рентгеновских зеркал [1–4].

На сегодняшний день существует множество библиотек алгоритмов с открытым исходным кодом для сшивки изображений. Большая часть из них основана на методах сопоставления признаков (масштабно-инвариантное преобразование признаков (SIFT)), но проблемы, с которыми сталкиваются разработчики, при сшивании синхротронных зеркал кардинально отличаются от сшивания панорамных фотографий, систем распознавания лиц или автомобильных номеров.

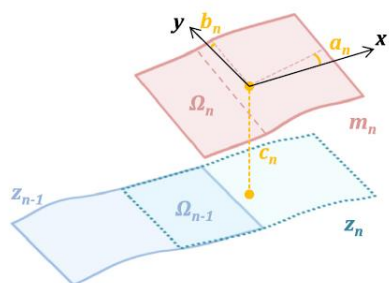


Рис. 1. Пример сшивки кадров Ω_n и Ω_{n-1}

Сшивка данных субапертур является распространенным методом, используемым многими приборами оптической метрологии для измерения оптики (рис. 1), превышающей размер апертуры прибора. Данным вопросом занимаются Ф. Полак и ко [5] из синхротрона SOLEIL, которые являются разработчиками прогрессивного метода сшивки (рис. 2, а), Ж. Николас [6] и ко из синхротрона ALBA, разработчики метода матричных перекрытий (рис. 2, б), Б. Р. Адапа [7], автор программы PyLOSt (Python Large Optic Stitching), разработчик метода глобальной оптимизации (рис. 2, в) и т. д.

Но при наличии большого количества работ, открытых кодов и алгоритмов данная тематика требует сегодня предоставления более оригинальных и точных методов сшивки, новых критериев качества и возможности работ не только с плоскими, но и с сферическими и асферическими зеркалами. Поэтому

основываясь на методах локальной оптимизации на базе ИФМ РАН создается программный пакет для автоматической сшивки изображений интерферометра Zygo.

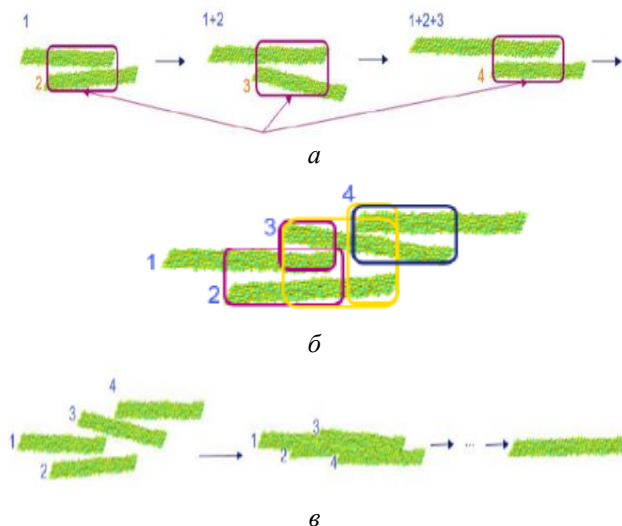


Рис. 2. Популярные алгоритмы сшивки

Постановка задачи сшивки изображений

Проще говоря, цель сшивания состоит в том, чтобы реконструировать топографию всей поверхности, состоящую из n кадров, обнаружив геометрическую взаимосвязь всех измеренных подмножеств. Как показано на рис. 1, геометрическое соотношение в интерферометрии сшивания в основном включает наклон по оси x , наклон по оси y и смещение по оси z . Выразим данные соотношения следующим образом:

$$\Omega_i(x, y) = m_i(x, y) + a_i x + b_i y + c, \quad i = \overline{1, n}$$

где $\Omega_i(x, y)$ — скорректированное распределение высот m -го кадра после сшивания, a_i, b_i, c — коэффициенты наклона относительно осей x, y и перемещения относительно z соответственно. Эти геометрические параметры a_i, b_i, c на рис. 1 можно оценить по избыточным данным измерений перекрывающихся подмножеств. Далее составляется целевая функция, которая из условий минимизации получает оптимальные параметры

$$f(X_i, x'_{ij}, y'_{ij}, a_i, b_i, c) \rightarrow \min,$$

где X_i — i -й шаг по x между двумя кадрами, x'_{ij}, y'_{ij} — j -й элемент $-$ й перекрывающейся области. Стоит отметить, что значения X_i и соответственно размеры массива x'_{ij}, y'_{ij} , не всегда постоянны. Хотя в большинстве пакетов и примеров значение X_i постоянно.

Первичные результаты сшивки трех кадров (рис. 3) представлены ниже.

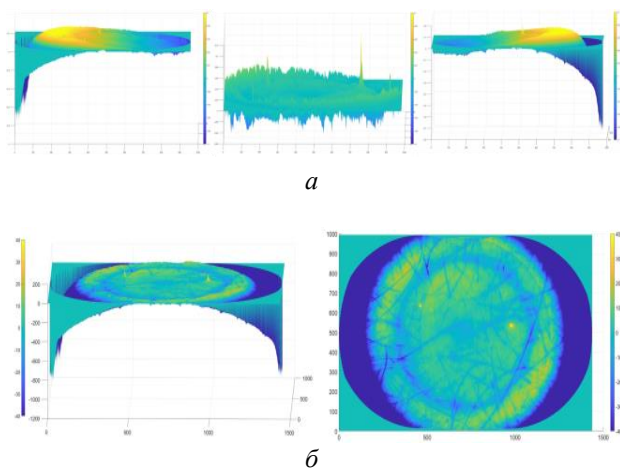


Рис. 3. Результат сшивки

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

Литература

1. H. Yumoto, H. Mimura et al. // *Nuc.Ins. & Meth. In Phys. Res. A*, 616 (2010), 203–206.
2. L. Huang, T. Wang // *Optics & Lasers in Engin.* 124 (2019) 105795.
3. H. Thiess, H. Lasser // *Nuc. Ins. & Meth. In Phys. Res. A*, 616 (2010), 157–161.
4. K. Yamauchi, H. Mimura et al. // *Rev. of Scien. Ins.*, 73, 4028 (2002).
5. F. Polack, M. Thomasset, S. Brochet // *Nuc. Ins. & Meth. In Phys. Res. A*, 616 (2010), 207–211.
6. J. Nicolas, M. L. Ng, P. Pedreira // *Opt. Express*, OE, v. 26, n. 21 (2018), 27212–27220.
7. J. Nicolas, P. Pedreira, I. Šics, C. Ramírez, and J. Campos // *Advances in Metrology for X-Ray and EUV Optics VI*, Sep. 2016, vol. 9962, p. 996203.

Изучение свойств и особенностей нанесения различных фоторезистов

Д. В. Петрова^{1,2,*}, М. В. Зорина¹, М. С. Михайленко¹, А. Е. Пестов¹, Н. И. Чхало¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

² ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603087

*petrovadag@ipmras.ru

В данной работе проводились исследования особенностей нанесения аэрографом и ионного травления толстых слоев трех различных коммерчески доступных фоторезистов: ФП-383, ФП-051Ки и Хиондиазид-16Ф.

Введение

В рамках работ по созданию диагностических элементов для источников рентгеновского излучения на основе обратного комптоновского рассеяния появилась задача создания т. н. стриповых зеркал [1]. Данные объекты представляют собой сборку на одной подложке тонких (толщиной до 2 мкм) и длинных (длина до 30 мм) многослойных зеркал, отличающихся между собой периодом многослойной структуры. Формирование такого типа покрытий на одной подложке возможно путем наклеивания нарезанных полосок на единую базу, как и было предложено в [1], однако из-за деформации отдельных элементов такой подход приводит к существенному рассогласованию локальных углов падения излучения.

В данной работе предлагается литографически формировать на поверхности единой подложки «окна» требуемого размера и проводить напыление поочередно в каждое «окно», это позволит избавиться от обозначенных выше дефектов. Другой задачей, требующей изучения свойств УФ-резиста, является формирование микроструктур, например, предложенных в работе [2] методом ионного травления через литографическую маску. Значительный съем материала требует длительной экспозиции объекта под ионным пучком, что, помимо стойкости резиста к ионному пучку, требует и достаточной его толщины, поскольку при ионном травлении литографическая маска также удаляется (распыляется) с подложки. Таким образом, в работе исследовались различные типы УФ-резиста, их толщины при различных методах нанесения, а также их стойкость к ионному пучку.

Исследование УФ-резистов

Для получения толстых слоев фоторезистивной маски были исследованы особенности нанесения и ионно-пучкового травления слоев позитивных

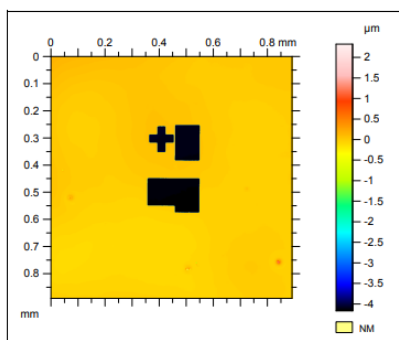
коммерчески доступных УФ-резистов, нанесенных на кремниевую поверхность аэрографом тонкого распыла. В ходе работы были изучены слои таких позитивных резистов, как: ФП-383, светочувствительного продукта Хиондиазид-16Ф (НДХ-16Ф), приготовленный согласно инструкции из сухого порошка, и ФП-051Ки, заявленный производителем как ионостойкий.

Исследования особенности слоев резистных масок проводили следующим образом: один из трех фоторезистов распыляли аэрографом тонкого распыла на кремневую подложку размером 15×15 мм, выдерживали час при 85 °С, засвечивали через шаблон светом ультрафиолетовой лампы и проявляли полученную маску в водном растворе стандартного проявителя УПФ-1Б, разведенного для каждого из трех фоторезистов в индивидуальном соотношении. Качество литографии определяли на оптическом микроскопе (оценивались ширина и шероховатость края литографического изображения). Толщину полученной маски определяли измерением её на микроинтерферометре белого света, предварительно проведя металлизацию образца (методом магнетронного распыления наносился слой ванадия 30 нм).

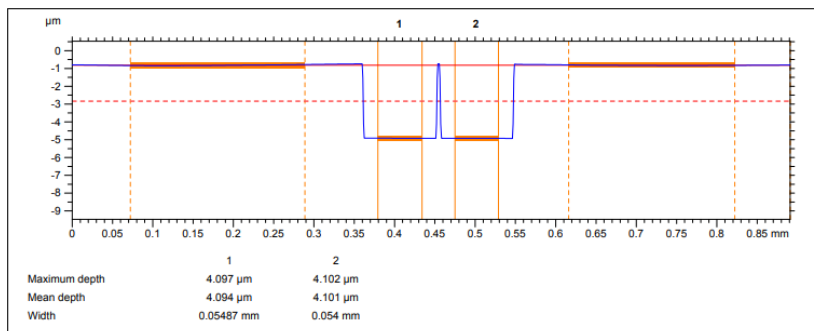
В случае резиста ФП-383 проводилось исследование нанесения резистивной маски в несколько слоев, с выдерживанием каждого слоя 1 час при 85 °С. В таблице 1 представлены наибольшие величины толщины слоя маски, которые удалось получить на разных фоторезистах. Таким образом, при нанесении фоторезистов аэрографом можно добиться значительного увеличения толщины слоя фоторезиста, при разрешающей способности не хуже указанной в паспорте фоторезиста. Однако основным недостатком такого нанесения резиста является неравномерность толщины слоя не только в рамках партии, но и на поверхности одного образца. Пример литографического изображения для резиста на основе ФП-051Ки представлено на рис. 1.

Таблица 1. Величина слоя резиста при нанесении различными методами

Резист	Толщина слоя (мкм), нанесенного аэрографом	Толщина слоя (мкм), нанесенного центрифугированием	Разрешение по паспорту (мкм)
ФП-383 (нанесение в 3 слоя)	5,7–6,1	–	1
ФП-383 (нанесение в 1 слой)	2,6–3,8	1,5–1,6	
Хиондиазид-16Ф	3,5–4,3	0,75	–
ФП-051Ки	4,1–4,2	1,9	2



a



б

Рис. 1. Снимок поверхности слоя ФП-051Ки после металлизации на микроинтерферометре (*a*) и вид сечения литографии на микроинтерферометре (*б*)

Как можно видеть, получается сформировать резистивную маску толщиной более 5 мкм. Далее проводились исследования ее стойкости к ионному пучку. Проводились экспозиции длительностью до 10 мин, что приводило к травлению Si-подложки на глубину 400 нм, толщина УФ-резистов ФП-383 и ФП-05Ки при этом уменьшалась на 288 нм и 222 нм соответственно, размытие границы не наблюдалось, резист заметно запекался, но химически полностью удалялся с поверхности подложки без какого-либо эффекта для нее.

Таким образом, покрытие толщиной 6 мкм позволит формировать на поверхности структуры с высотой до 10.5 мкм.

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №21-72-30029) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. С. С. Морозов, С. А. Гарахин, В. Н. Полковников и др. // Труды школы молодых ученых «Современная рентгеновская оптика – 2022». 2022.45.
2. М. В. Зорина, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин и др. // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника – 2021». 2021. **1**, 405.

Радиационная и термическая стойкость многослойных зеркал на основе Be/Al и W/Be

Р. С. Плешков*, С. А. Гарахин, К. В. Дуров, С. Ю. Зуев,
В. Н. Полковников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*pleshkov@ipmras.ru

Работа посвящена исследованиям радиационного воздействия на структурные и рентгенооптические свойства многослойных зеркал Be/Si/Al и W/Be. Исследовались изменения свойств, вызванные радиационным воздействием, определялись типы и дозы воздействий, не приводящих к изменению характеристик структур. Также в работе проверяется влияние отжига при температурах от 100 до 300 °С на отражательную способность многослойного зеркала Be/Si/Al, предназначенного для максимизации отражения излучения короны Солнца с длиной волны 17,1 нм.

Введение

Многослойные зеркала (МЗ) широко используются в оптических приборах астрономического и космического назначения. В частности, новые миссии, такие как, например, Solar Orbiter [1], предусматривают приближение к Солнцу на экстремально близкое расстояние (удаленность в перигелии 0,28 а. е.). Воздействие на аппаратуру выражается в облучении исследовательской аппаратуры частицами разных энергий (в основном электроны, протоны и альфа-частицы), а также характеризуется высокими температурами.

Интерес к многослойным рентгеновским зеркалам на основе бериллия и алюминия вызван как раз развитием работ в области диагностики лабораторной и солнечной плазмы. Требования к отражательным характеристикам МЗ в таких работах постоянно повышаются. Использование данных материалов в МЗ, оптимизированных под характерные для исследования плазмы длины волн, позволяет удовлетворить требованиям благодаря уникальным оптическим свойствам бериллия и алюминия. На данный момент наиболее перспективным для работы на длине волны 17,1 нм (линия излучения иона Fe IX, соответствующая температуре $1,3 \cdot 10^6$ К одного из anomalously нагретых слоев солнечной атмосферы) является МЗ Be/Al с барьерным слоем Si [2]. Так как толщины слоев в МЗ малы и составляют единицы и доли нанометров, а резкость интерфейсов критически влияет на рентгенооптические характеристики зеркал, изучение стабильности данного типа МЗ к внешним факторам, временному, тепловому и радиационному воздействиям, способным привести к деградации оптических и структурных свойств таких зеркал, используемых в том числе и в условиях космоса, представляется актуальным.

Особый интерес представляет многослойная оптика, обеспечивающая нанометровое пространственное разрешение и применяемая для управления рентгеновским излучением в лабораторных установках и на синхротронах. В синхротронах для выделения из сплошного тормозного спектра излучения линии с определенной длиной волны используют монохроматоры, в том числе и на основе многослойных зеркал. Известно об использовании МЗ W/Be, рассчитанного для работы в диапазоне длин волн 0,67–3,14 нм, в двухзеркальном монохроматоре, установленном на

синхротроне ВЭПП-5 Института ядерной физики им. Г. И. Будкера и позволяющем исследовать спектры мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов от 80 до 3000 эВ (0,4–11,2 нм) [3]. Теоретически данное зеркало способно относительно эффективно отражать на меньших длинах волн, что как раз актуально в виду создания синхротронов нового поколения с энергиями квантов порядка сотен килоэлектронвольт. При этом МЗ, установленное на входе в монохроматор, будет испытывать большие радиационные и тепловые нагрузки. Таким образом, повышение энергии облучения в синхротронных исследованиях предъявляет более строгие требования по стабильности многослойной оптики. В связи с этим актуальным становится исследование МЗ W/Be на радиационную и термическую стойкость.

Результаты и обсуждение

Оптические характеристики МЗ Be/Si/Al изучались в работе [2], в которой были оптимизированы структурные параметры МЗ и получен рекордный пиковый коэффициент отражения и спектральной селективности на длине волны 17,1 нм. В данной работе были синтезировано МЗ с аналогичными параметрами с целью исследования его термической стабильности. Все образцы создавались путем осаждения материалов на сверхгладкие кремниевые подложки методом магнетронного распыления. Отжиг проводился в вакуумной печи при давлении $6 \cdot 10^{-5}$ Па в течение 1 часа при температурах 100, 200 и 300 °С. Для каждого зеркала снимались угловые зависимости коэффициента отражения до и после отжига на длинах волн 0,154 нм и на целевой длине волны 17,1 нм. Параметры структур определялись методом восстановления кривых отражения излучения в программе для рефлектометрической реконструкции многослойных структур «Multifitting».

Результаты измерения малоугловой рефлектометрии приведены на рис. 1, для удобства сравнения отдельно выделены первые брэгговские порядки дифракции. Как видно по рисунку, кривая, полученная после отжига при 100 °С, практически полностью совпадает с кривой, полученной до отжига. При отжиге 200 °С наблюдаются заметные изменения: высота пиков значительно меньше, что связано с нарушением резкости межслоевых границ в результате структурных изменений внутри зеркала. Это может

происходить из-за роста шероховатостей на границах, происходящего в результате роста кристаллитов в материалах слоев, или из-за диффузии основных материалов зеркала (бериллий и алюминий) друг в друга через барьерный слой Si. При отжиге 300 °C не наблюдается никаких пиков, то есть структура разрушается на столько, что не может работать как многослойное зеркало.

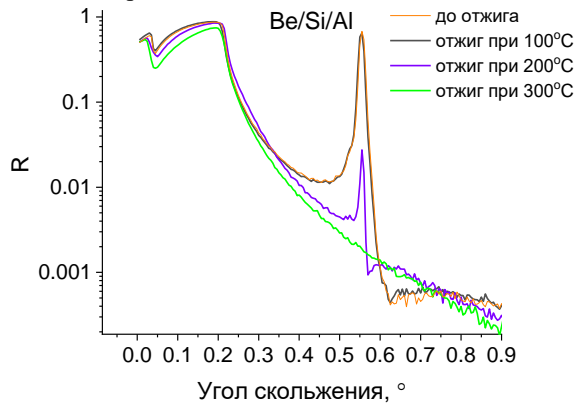


Рис. 1. Измеренные угловые зависимости коэффициента отражения M3 Be/Si/Al на длине волны 0,154 нм до и после отжига. Отдельно выделены первые брэгговские порядки дифракции

Результаты измерений на длине волны 17,1 нм для разных случаев отжига приведены на рис. 2. После отжига при 100 °C также нет изменений в отражении. При отжиге 200 °C и 300 °C отражения от M3 ожидаемо практически нет (после отжига 200 °C отражение около 2%).

Для M3 Be/Si/Al и W/Be было проведено исследование на радиационную стойкость. Образцы облучались гамма-излучением (энергией 8 МэВ) с экспозиционными дозами 1 и 5 МР и нейтронами (энергией ~0,1 МэВ) с экспозиционными дозами 10^{14} , $5 \cdot 10^{14}$ и 10^{15} см⁻². До и после облучения измерялась отражательная способность M3. Облучение данными части-

цами с указанными энергиями и дозами не приводит к появлению в M3 каких-либо радиационно-индуцированных структурных дефектов. Шероховатости интерфейсов не деградируют. Рентгенооптические свойства остаются неизменными.

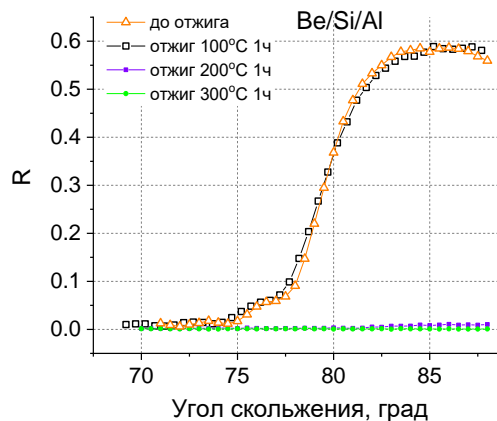


Рис. 2. Измеренные угловые зависимости коэффициента отражения M3 Be/Si/Al на длине волны 17,1 нм до и после отжига

Для определения стойкости к другим типам и дозам воздействий, порогов радиационной стойкости, необходимо продолжать исследование.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20108.

Литература

1. D. Müller et al. // Solar Orbiter. Sol Phys, **285**, 25–70 (2013).
2. Р. С. Плешков и др. // Журнал технической физики, **90(11)**, 1870–1875 (2020).
3. А. А. Ахсаханян и др. // Поверхность, **1**, 14–20, (2019).

Возможности ИФМ РАН по созданию многослойных зеркал с линейными размерами до 600 мм

В. Н. Полковников*, Е. С. Антюшин, С. А. Гарахин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*polkovnikov@ipmras.ru

В настоящем докладе будут представлены возможности оборудования ИФМ РАН по созданию многослойных зеркал с увеличенными (до 600 мм) линейными размерами.

Для многих приложений требуются зеркала с увеличенными (несколько сот миллиметров) линейными размерами. Это могут быть коллекторы рентгеновского излучения для задач проекционной литографии или многослойные рентгеновские зеркала скользящего падения для синхротронных источников, а также многослойные аperiodические структуры для нейтронной оптики. Возникает задача создания таких зеркал.

ИФМ РАН обладает рядом технологических установок по созданию многослойных покрытий, а также метрологическим комплексом для их характеристики.

На рис. 1 показана фотография установки магнетронного напыления, предназначенной для синтеза многослойных зеркал с размерами до 600 мм.

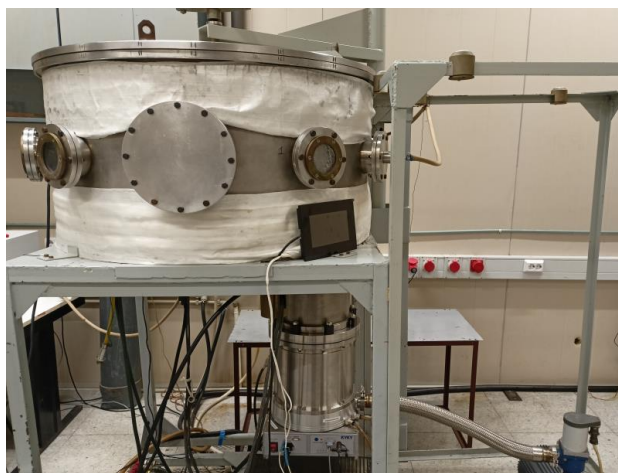


Рис. 1. Установка магнетронного напыления

Диаметр вакуумной камеры равен 1 м, высота — 40 см. Внутри расположены четыре магнетрона планарного типа. Размеры мишеней 35×14 см.

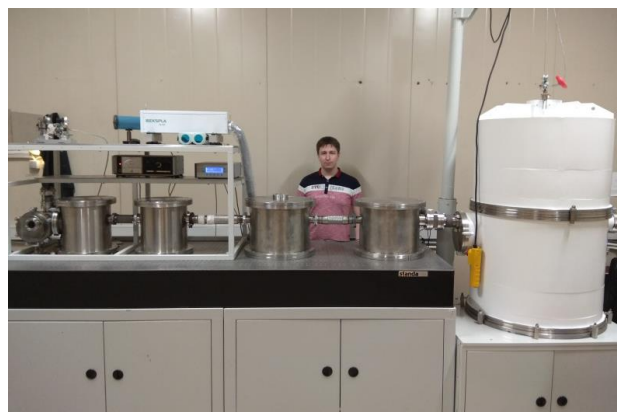


Рис. 2. Рентгеновский рефлектометр

На рис. 2 показан рентгеновский рефлектометр. Технические характеристики рефлектометра:

- диапазон длин волн 4–60 нм;
- спектральное разрешение 0,03 нм с дифракционной решеткой 900 шт./мм и 0,06 нм — с решеткой 300 шт./мм;
- размеры зондирующего пучка на образцах — 0,14–0,32 мм²;
- диаметр исследуемых образцов до 500 мм;
- сканирование по 2 линейным 3 вращательным координатам и по длине волны;
- точность измерений коэффициентов отражения / пропускания ± 0,8%;

В настоящем докладе будут продемонстрированы возможности этой линии оборудования по созданию многослойных зеркал с увеличенными (до 600 мм) линейными размерами.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

Многослойные зеркала рентгеновского и ВУФ-диапазонов: достижения и перспективы развития в ИФМ РАН

В. Н. Полковников*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*polkovnikov@ipmras.ru

Представлены основные направления в области разработки и создания отражающих элементов многослойной рентгеновской оптики, развиваемые в ИФМ РАН, и рассмотрены аспекты ее применения в науке и технике. Обсуждаются основные проблемы, возникающие при изготовлении многослойных интерференционных структур для жесткого, мягкого рентгеновских и вакуумного ультрафиолетового диапазонов. Приводятся основные результаты, полученные в последнее время в рамках каждого направления. Обсуждаются планы развития направлений на ближайшее будущее.

Логика развития многослойной отражательной оптики рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) спектральных диапазонов подчинена непрерывному улучшению оптических свойств многослойных зеркал (МЗ). На сегодняшний день практически во всем рассматриваемом диапазоне длин волн достигнуты или почти достигнуты предельные величины. Просматриваются возможности улучшения характеристик структур путем применения некоторых дополнительных методик (барьерных слоев, ионной полировки, ионного ассистирования). Дополнительные возможности открываются с внедрением в процесс новых материалов.

Не менее важным для прогресса во многих отраслях науки и техники является и расширение возможностей по созданию отражающих покрытий на подложках с увеличенными линейными размерами, повышение точности распределения периода, создание высокоградиентных (по периоду как вглубь так и вдоль структуры) покрытий, а также покрытий со сложным распределением периода не на одном выделенном направлении, а во взаимно перпендикулярных.

Необходимым условием целенаправленных исследований по совершенствованию свойств МЗ является наличие или развитие методик определения физических характеристик пленок и интерфейсов с субангстремным пространственным разрешением. В идеале методики должны: восстанавливать профиль электронной плотности и распределение примесей в элементарной ячейке; выделять из переходной области доли, связанные с ростовой шероховатостью и диффузионным перемешиванием материалов;

определять продольную и поперечную корреляцию шероховатостей границ; определять атомную структуру наноструктурированного вещества в тонкопленочном состоянии.

На рис. 1 представлен мировой уровень достижений в области отражения зеркал в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах. Символьные кривые — это теоретический расчет для ряда пар материалов. Синие звездочки — экспериментально достигнутые коэффициенты отражения.

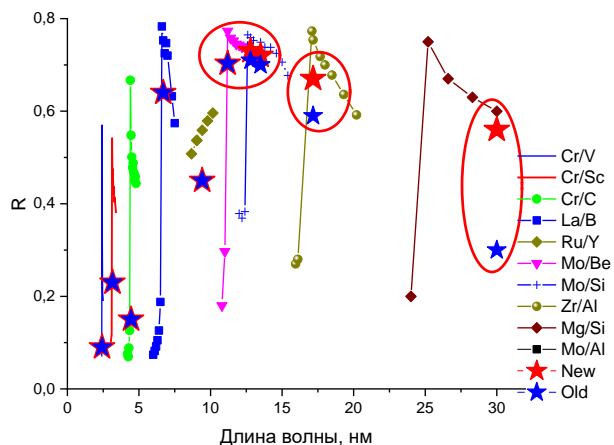


Рис. 1. Теоретические и экспериментально полученные коэффициенты отражения многослойных зеркал нормального падения для МР- и ВУФ-диапазонов

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-20108.

Отражение рентгеновских лучей от изогнутого многослойного зеркала

В. И. Пунегов

Физико-математический институт ФИЦ «Коми научный центр УрО РАН», ул. Оплеснина, 4, Сыктывкар, 167982.
vpunegov@dm.komisc.ru

Разработан новый метод для описания рентгеновского отражения от изогнутого многослойного зеркала. Данный подход базируется на использовании двумерных рекуррентных соотношений в теории дифракции рентгеновских лучей в периодических и аperiodических средах. Для цилиндрически изогнутого зеркала рассчитано распределение отраженной интенсивности внутри многослойной структуры в зависимости от угла падения рентгеновского излучения. Показана фокусировка отраженного от зеркала рентгеновского пучка. Выполнены расчеты картографирования отраженной интенсивности от изогнутого многослойного зеркала в обратном пространстве.

Введение

Существуют разные методы фокусировки рентгеновского излучения, к которым, в частности, относятся преломляющая и поликапиллярная оптика, зонные пластинки Френеля и многослойные рентгенооптические элементы скользящего падения. Многослойная оптика в геометрии отражения применяется для управления и фокусировки рентгеновских пучков лабораторных и синхротронных источников, включая лазеры на свободных электронах [1]. Изогнутые многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) разной формы кривизны поверхности представляют собой латеральные градиентные структуры, для которых разработаны методы оптимизации рентгеновской фокусировки на основе геометрической трассировки пучков [2] и волновой оптики в рамках уравнений Такаги — Топена (Т-Т) [3]. Однако уравнения Т-Т не всегда устойчивы для численных расчетов рентгеновских полей в случае отражения от периодических и аperiodических структур [4]. В работе на основе волновой оптики предлагается новый подход для расчетов фокусировки и дифракции рентгеновских лучей изогнутыми многослойными зеркалами. Этот подход основан на использовании двумерных рекуррентных соотношений для рентгеновских амплитуд в условиях отражения от периодических и аperiodических структур.

Отражение рентгеновских лучей изогнутым многослойным зеркалом

Рассмотрим отражение от цилиндрически изогнутого многослойного зеркала. Для простоты предположим, что период зеркала в вертикальном направлении не изменяется. В этом случае примем следующую модель смещения узлов: $u_{m,n} = -(\Delta x m)^2 / (2R)$, где R — радиус изгиба МРЗ. На изогнутую периодическую структуру падает пространственно ограниченный плоскопараллельный рентгеновский пучок шириной w (рис. 1). Из-за изогнутости отражающих периодов МРЗ такая система фокусирует рентгеновское излучение с размером фокусного пятна w' . Пространственное изменение (локальный наклон) периода МРЗ влечет изменение фаз в рекуррентных соотношениях [4]

$$\begin{aligned} T_{n+1}^{m+1} &= (aT_n^m + b_1S_n^m) \exp(i\phi_0), \\ S_{n-1}^{m+1} &= (aS_n^m + b_2T_n^m) \exp(i\phi_1), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \phi_0 &= \phi + \mathbf{k}_0(\mathbf{u}_{m+1,n+1} - \mathbf{u}_{m,n}), \\ \phi_1 &= \phi + \mathbf{k}_1(\mathbf{u}_{m+1,n-1} - \mathbf{u}_{m,n}), \end{aligned}$$

$\mathbf{k}_{0,1}$ — волновые векторы падающей и отраженной рентгеновских волн.

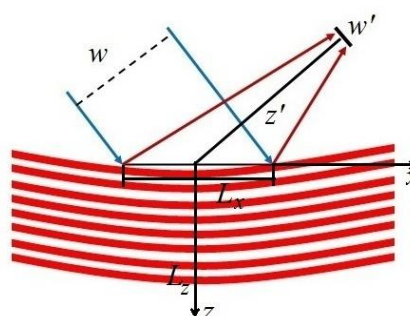


Рис. 1. Схематическое изображение отражения от изогнутого МРЗ

Распределение интенсивности отраженной волны внутри МРЗ

Расчеты распределения интенсивности отражения в объеме изогнутого МРЗ Pd/B4C выполнены с использованием двумерных рекуррентных соотношений (1). Ширина фронта падающей рентгеновской волны с энергией фотонов 2.5 кэВ (длина волны $\lambda = 0.5$ нм) составляет $w = 80$ мкм. Толщины слоев $d_{Pd} = d_{B4C} = 2$ нм, угол Брэгга для периода МРЗ $d = 4$ нм равна $\theta_B = 3.554$ угловых градуса. Толщина МРЗ равна $L_z = 0.2$ мкм, первичная длина экстинкции $l_{ext} = 0.073$ мкм.

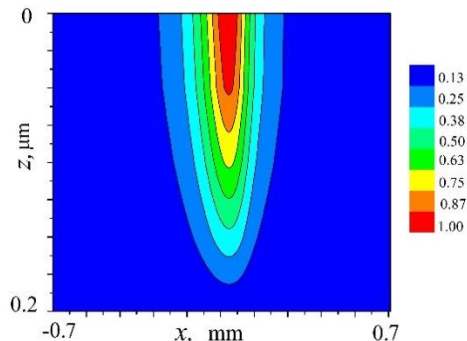


Рис. 2. Распределение отраженной интенсивности внутри изогнутого МРЗ Pd/B4C

На рис. 2 показано распределение отраженной интенсивности в объеме изогнутого МРЗ Pd/B4C радиуса $R = 1$ м при угле падения $\theta_B + \Delta\theta$, где

$\Delta\theta = -0.008$ угловых градуса. При этом угле падения максимальная отраженная интенсивность сконцентрирована в центре МРЗ. Далее эта отраженная волна распространяется вне изогнутого зеркала и фокусируется в направлении отражения z' (см. рис. 1).

На рис. 3 представлена картина фокусировки, вычисленная с использованием пространственного пропатора поперечной рентгеновской волны.

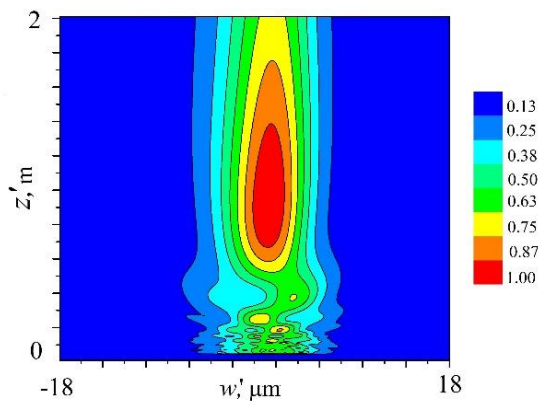


Рис. 3. Двумерная карта фокусировки изогнутым МРЗ Pd/B4C

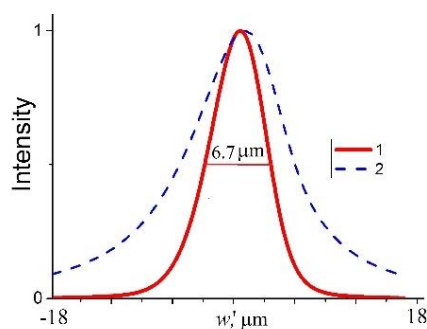


Рис. 4. Поперечный размер сфокусированного пятна (кривая 1) и выходящего с поверхности МРЗ отраженного пучка (кривая 2)

Рисунок 4 демонстрирует поперечное распределение интенсивности сфокусированного пятна (кривая 1) и выходящего с поверхности МРЗ отраженного пучка (кривая 2). На рис. 3 и 4 видно, что на расстоянии $z' = 1$ м от МРЗ формируется фокусное пятно размером $w' = 6.7$ мкм.

Двумерные рекуррентные соотношения (1) могут быть использованы в теоретических расчетах картографирования отраженной интенсивности от МРЗ в обратном пространстве.

На рис. 5 представлена карта дифрагированной интенсивности от изогнутого МРЗ Pd/B4C. Радиус изгиба равен $R = 1$ м. Контуры равной интенсивности показаны в логарифмическом масштабе.

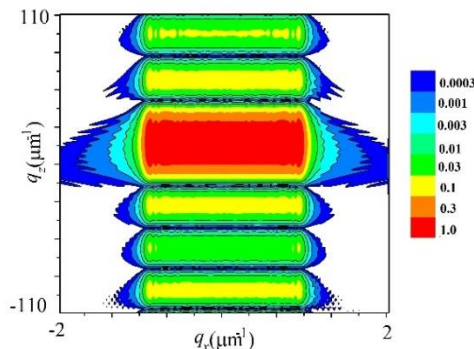


Рис. 5. Карта распределения дифрагированной интенсивности от изогнутого МРЗ Pd/B4C в обратном пространстве

Литература

1. H. Yumoto, T. Koyama, A. Suzuki et al. // Nature Communications, **13**, 5300 (2022).
2. J. P. Guigay, Ch. Morawe, V. Mocella et al. // Opt. Express, **16**, 12050 (2008).
3. M. Osterhoff, C. Morawe, C. Ferrero et al. // Opt. Lett., **38**, 5126. (2013).
4. V. I. Punegov, S. I. Kolosov // J. Appl. Cryst., **55**, 320 (2022).

VLS-спектрографы скользящего падения для мягкой рентгеновской области спектра

А. О. Колесников¹, В. Н. Михайлов², Е. Н. Рагозин^{1,*}, В. П. Ратушный²,
А. А. Соловьев³, А. Н. Шатохин¹

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, 119991

² ООО ХолоГрэйт, Московский пр., д. 22, БЦ Адмиралтейский, оф. 13, Санкт-Петербург, 190013

³ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950

*enragozin@gmail.com

Исследована возможность создания VLS-решеток со средней (~600 мм⁻¹) и высокой (до ~3000 мм⁻¹) частотой штрихов методом интерференционной литографии на длине волны 488 нм. Рассчитаны оптические схемы со сферическим зеркалом-аббератором, обеспечивающие требуемое распределение частоты интерференционных полос на апертуре решеток. Созданы VLS-решетки с Au-покрытием: плоские (с частотой на краях 530 мм⁻¹ и 670 мм⁻¹) и сферические ($R = 6$ м; 2100–2700 мм⁻¹). Испытаны два VLS-спектрографа в области $\lambda < 25$ нм с разрешающей способностью ~10³.

Введение

Одним из методов, успешно применяемых для изготовления VLS-решеток, является интерференционная литография (ИЛ). В настоящей работе мы сообщаем об изготовлении плоских VLS-решеток с центральной частотой $p_0 = 600$ мм⁻¹ и сферических ($R = 6000$ мм) с $p_0 = 2400$ мм⁻¹ методом ИЛ на длине волны 488 нм. Решетки предназначались для стигматического спектрографа на область 111–250 Å и харадовского спектрографа с плоским полем в области 25–140 Å. Схема стигматического спектрографа с плоской VLS-решеткой скользящего падения и фокусирующим многослойным зеркалом (МЗ, Mo/Si, Mo/Be) нормального падения обсуждалась ранее [1]. Харадовский спектрограф с VLS-решеткой с $p_0 = 1200$ мм⁻¹ был реализован в работе [2]. Схемы спектрографов диктуют зависимость $p(y)$ частоты штрихов VLS-решетки на апертуре, индивидуальную для каждого прибора:

$$p(y) = p_0 + p_1 y + p_2 y^2 + p_3 y^3. \quad (1)$$

Изготовление и измерение решеток

Экспонированию решеток предшествовало решение обратной задачи ИЛ, т. е. нахождение оптических схем, реализующих заданные распределения частоты интерференционных полос на поверхности плоской и сферической подложек при длине волны Ar-лазера 488 нм. Использовалась схема ИЛ с одним сферическим зеркалом-аббератором. Сферические подложки для решеток диаметром 60 мм ($R = 6000$ мм) и подложка для зеркала-аббератора диаметром 150 мм ($R = 500$ мм) были изготовлены из кварца КУ1 (ООО СОТВЕКС, г. Москва). На подложки в вакуумных камерах напылялся слой халькогенидного фоторезиста с заданными параметрами, обеспечивающими требуемую светочувствительность. Последующее экспонирование излучением с $\lambda = 488$ нм и химическое травление обеспечивали заданную глубину рельефа. После отжига было нанесено золотое отражающее покрытие толщиной 40 нм. Для измерения параметров плоской VLS-решетки она помещалась на прецизионный столик и освещалась по нормали пучком He-Ne-лазера. На экране, расположенном на расстоянии двух метров от решетки, измерялось расстояние между ± 1 -ми порядками дифракции, что давало

локальное значение частоты штрихов. При перемещении решетки выполнялись измерения с шагом 5 мм. Измерения $p(y)$ для сферической решетки проводились в автоколлимационной схеме, по разности углов поворота решетки, когда поочередно бралось отражение в 0-м и ± 1 -х порядках дифракции. Для этого использовались прецизионный транслятор с диапазоном перемещения ± 50 мм, помещенный на прецизионном поворотном столике. Параметры p_i решеток оказались близки к проектным.

Испытание VLS-спектрографов

Стигматический спектрограф с плоской VLS-решеткой в комбинации с МЗ (Mo/Be, 111–140 Å; Mo/Si, 125–250 Å) и спектрограф со сферической решеткой испытывались при регистрации спектров многозарядных ионов в лазерной плазме (рис. 1 и 2). На левой врезке на рис. 1 с увеличением показаны разрешаемые линии 127.65 и 127.78 Å, что говорит о разрешающей способности ~10³. На правой врезке показано самообращение резонансной линии LiIII (135.00 Å) вблизи поверхности мишени. На рис. 2 показана схема харадовского спектрографа (1 — это VLS-решетка, 2 — детектор) с указанием плоского поля (25–140 Å) и гистограмма отсчетов детектора около линий 127.65 Å, 127.80 Å иона FVII.

Заключение

В работе решена «обратная задача» ИЛ: расчет оптической схемы, реализующей проектное распределение частоты интерференционных полос на поверхности заготовки решетки. Методом ИЛ на длине волны 488 нм созданы высококачественные VLS-решетки: плоские, с частотой, изменяющейся на поверхности по заданному закону в пределах 530–670 мм⁻¹, $p_0 = 600$ мм⁻¹, и сферические ($R = 6$ м), с частотой 2100–2700 мм⁻¹, $p_0 = 2400$ мм⁻¹.

Плоская решетка испытана в стигматическом VLS-спектрографе, а сферическая решетка — в харадовском VLS-спектрографе с плоским полем. Продемонстрированы возможности спектрографов для диагностики плазмы с высоким разрешением, причем стигматический спектрограф предоставляет дополнительные возможности благодаря высокому пространственному разрешению.

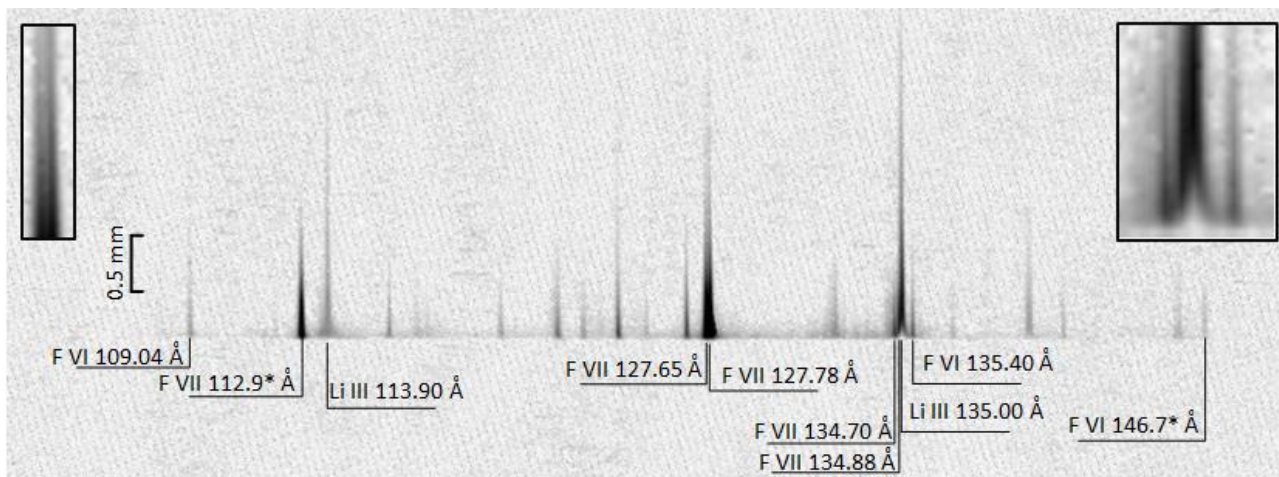


Рис. 1. Спектр плазмы (мишень: LiF; зеркало: Mo/Be; 109 – 147 Å) с пространственным разрешением по нормали к мишени

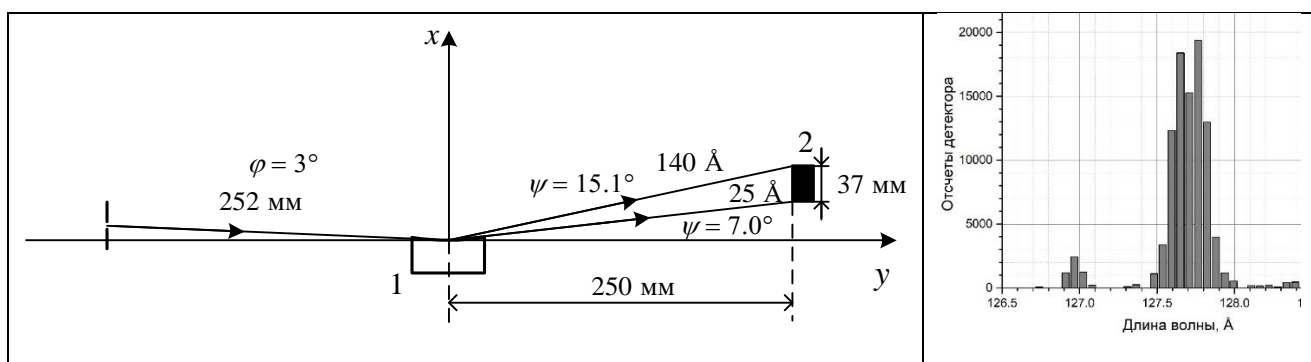


Рис. 2. Схема VLS-спектрографа с решеткой с $p_0 = 2400 \text{ мм}^{-1}$ и отсчеты детектора вблизи линий 127.65 Å, 127.80 Å иона FVII

Показано, что практическое спектральное разрешение обоих приборов определяется размером ячейки ПЗС-детектора (13 мкм в данном случае).

Финансирование

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 20-62-46050).

Литература

1. A. N. Shatokhin, A. O. Kolesnikov, P. V. Sasorov *et al.* // *Opt. Express.*, **26**, 19009 (2018).
2. А. О. Колесников, Е. А. Вишняков, А. Н. Шатокхин, Е. Н. Рагозин // *Квантовая электроника*, **49**, 1054 (2019).

Инструменты и методы контроля масок для EUV-литографии

Д. Г. Реунов*, И. В. Малышев, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*reunov_dima@ipmras.ru

Для получения хорошего результата в экстремальной ультрафиолетовой литографии, помимо качества оптики и источника, одним из важным параметров является маска и зеркало, на которое это маска нанесена. Поэтому в настоящее время существует обширное количество методов исследования и контроля, начиная от микроскопии видимого света и заканчивая электронной микроскопией, чтобы выявлять и устранять дефекты для повышения качества конечного продукта. В нашей работе осуществлен обзор всех методик с их преимуществами и недостатками на сегодняшний день.

Введение

За последний год передовые производители чипов переключили свой интерес на внедрение литографии в экстремальном ультрафиолете (EUV). Этот акцент увеличивает давление на получение бездефектных заготовок, что остается одной из ключевых проблем, препятствующих внедрению EUV-литографии в крупносерийное производство.

Однако в EUV-литографии для проецирования изображения используется свет с длиной волны примерно 13,5 нм, традиционная передающая оптическая система заменена набором многослойных зеркал. Маска состоит из многослойных слоев Mo/Si и поглотителей. Частицы на поверхности заготовки или в объеме многослойного зеркала, попавшие туда в процессе напыления, могут создавать дефекты различного типа.

Промышленные усилия по сокращению дефектов заготовок масок в решающей степени зависят от своевременной доступности инструментов контроля, которые могут точно и надежно обнаруживать все более мелкие дефекты.

В данной работе будет произведен обзор различных методов контроля и обнаружения дефектов в маске для EUV-литографии.

Микроскопия видимого света

Для инспекции подложек и заготовок масок обычно используют микроскопию рассеянного света в темном поле и конфокальную микроскопию [1].

Первый метод обладает высокой способностью к обнаружению дефектов и высокой пропускной способностью в единицу времени.

С другой стороны, конфокальная микроскопия может различать выступы на поверхности и полые дефекты благодаря узкому фокусному пятну. Так же, в зависимости от длины волны видимого света, можно получать информацию с разных глубин зеркала (рис. 1).

Еще одно преимущество этих методов заключается в том, что они коммерчески доступны и цена их не так высока.

Но у данных методов есть и свои ограничения. Самое существенное ограничение — это разрешающая способность (~ 100 нм) для выявления дефектов на поверхности. Также есть ограничение по глубине зондирования у конфокальных микроскопов.

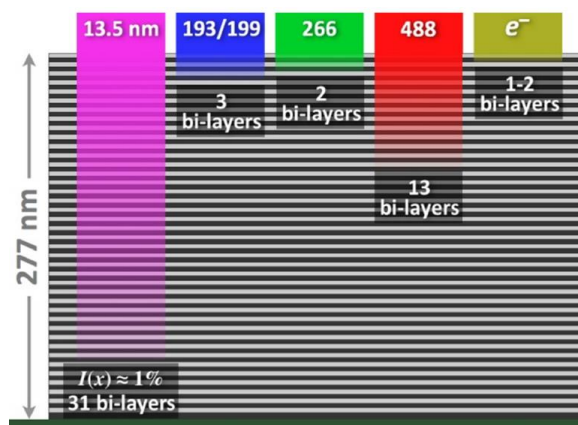


Рис. 1. Проникновение света в многослойный Mo/Si на разных длинах волн [2]

Атомно-силовая микроскопия

Следующим методом является атомно-силовая микроскопия. Она в основном используется для инспекции непосредственно поверхности многослойного зеркала или поверхности самой маски [3]. Этот метод позволяет увидеть практически все дефекты на поверхности с субнанометровым разрешением.

Однако и этот метод не лишен недостатков. Ключевой недостаток — это небольшая область исследования поверхности. И для исследования всего зеркала или маски уйдет огромное количество времени, да и в целом такое нецелесообразно. Еще один недостаток — это если дефект находится на поверхности подложки, на которую нанесено многослойное зеркало, тогда на поверхности зеркала будет неровность малой амплитуды (фазовый дефект), которая окажет влияние на отражательные свойства зеркала. И этот дефект АСМ просто не увидит.

Сканирующая и просвечивающая электронная микроскопия

Еще одним методом контроля является электронная микроскопия. Сканирующая электронная микроскопия позволяет исследовать поверхность зеркала и рисунок самой маски. Но сканирующая электронная микроскопия тоже не увидит небольшие изменения высот на поверхности, что является ее недостатком. А просвечивающая микроскопия позволяет исследовать фазовые дефекты в самой структуре зеркала и изменения профиля самих многослойных структур,

но для этого необходимо провести большую работу по подготовке поперечного среза зеркала.

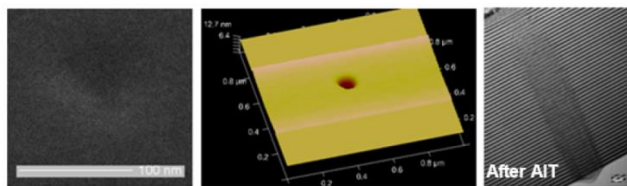


Рис. 2. Изображение одного и того же дефекта на СЭМ, АСМ, ПЭМ (слева направо) [2]

Микроскопия на рабочей длине волны литографа

Все предыдущие методы могут лишь косвенно дать оценку влияния тех или иных дефектов на финальный результат литографического процесса. Микроскопия на рабочей длине волны литографа даст прямое измерение отражательных характеристик многослойного зеркала, на которое будет наноситься рисунок, или позволит сразу увидеть на регистрирующей системе маску на зеркале и все особенности, которые оказывают влияние на коэффициент отражения зеркала.

Этот инструмент фактически может работать в двух модах, светлого и темного поля. В режиме светлого поля регистрируется непосредственно отраженный свет от многослойного зеркала и тем самым видны дефекты на поверхности. А в режиме темного поля регистрируется свет непосредственно рассеянный на тех или иных дефектах, и с высокой точностью можно определить, где они находятся на поверхности

[4–5]. Тем самым можно избавиться от большинства дефектов, кроме фазового, когда изменена сама структура зеркала.

Заключение

На сегодняшний день существует большое количество методов и инструментов для определения дефектов как самого многослойного зеркала, на которое будет наноситься маска, так и в самой маске. Каждый метод имеет свои преимущества и недостатки, и только комплексное исследование позволит определить влияние всех типов дефектов на конечный результат, которым является получение литографического рисунка на кристалле будущего устройства.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-62-00068.

Литература

1. T. Hashimoto et. al. // Photomask and Next-Generation Lithography Mask Technology XI. SPIE, 2004. V. 5446. P. 860–869 (2004).
2. H. J. Kwon et al. // Photomask Technology, SPIE, 2011. V. 8166. P. 60–69.
3. S. Huh et al. // 26th European Mask and Lithography Conference. SPIE, 2010. V. 7545. P. 226–233.
4. Y. Tezuka et al. // Emerging Lithographic Technologies VIII. SPIE, 2004. V. 5374. P. 271–280.
5. T. Terasawa et al. // Alternative Lithographic Technologies. SPIE, 2009. V. 7271. P. 582–589.

Методика изготовления Si_3N_4 -мембран в качестве подложек для мягкой рентгеновской микроскопии

Д. Г. Реунов*, Н. С. Гусев, М. С. Михайленко, Д. В. Петрова, И. В. Малышев, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*reunov_dima@ipmras.ru

Экспериментально были получены мембраны из нитрида кремния в качестве подложек для биологических образцов, которые исследуются на мягком рентгеновском микроскопе. Полученные свободно висящие пленки имеют достаточно большой размер, до $1,5 \times 1,5$ мм, что позволяет легко с ними работать. Также они имеют хорошую механическую прочность, чтобы образцы, нанесенные на них, не рвали мембраны и выдерживали транспортировку.

Введение

Для мягкой рентгеновской микроскопии одну из ключевых ролей играет подложка для образцов. Она должна обладать следующими параметрами: должна быть прозрачна в диапазоне 2,3–4,4 нм, стойка к воздействию экстремального ультрафиолета и механически прочна для нанесения на нее образца и к транспортировке [1]. На данный момент в мире используют три типа подложек для образцов в мягкой рентгеновской микроскопии: 1) поливинилформальдегидные пленки с 20 нм пленкой углерода, которая наносится на медную сетку с разными размерами ячеек; 2) стеклянные капилляры размером $300 \times 4(20)$ мкм; 3) свободно висящие мембраны из Si_3N_4 .

Мембраны из Si_3N_4 обладают несколькими преимуществами. Например, они более стойкие к УФ- и ЭУФ-излучению. И рабочая поверхность больше, чем у стеклянного капилляра. Мембраны можно делать большие: до $1,5 \text{ мм}^2$.

Методика изготовления свободно висящей мембраны Si_3N_4

Процесс изготовления таких мембран рассмотрен в литературе [2], но довольно поверхностно. Мы опишем более детально. Сам процесс можно разделить на три этапа (рис. 1, 2).

Изначально покупается пластина Si с кристаллографической ориентацией $\langle 100 \rangle$ толщиной 330 мкм, на которой с обеих сторон нанесены тонкие пленки SiO_2 (~ 30 нм) и Si_3N_4 (~ 90 нм). На одну из сторон наносится фоторезист, и при помощи лазерного оптического литографа в резисте делается маска. А именно квадраты со стороной a . Далее через эту маску

производится ионное травление слоя Si_3N_4 и 100 нм самого Si, после чего смывается резист.

Далее происходит химическое травление слоя Si в 30%-ном растворе КОН в два этапа. Первый этап — травление в кипящем растворе, для того чтобы снять основной слой Si. Второй этап — травление остаточного слоя Si при комнатной температуре. Это необходимо для того, чтобы в процессе травления в кипящем растворе не порвать пленку в конце процесса травления Si. Заметим, что в процессе травления на поверхности, которая обрабатывается, выделяется огромное количество пузырьков, они могут ее повредить.

В конце мы получаем квадратную мембрану со стороной квадрата x . Для получения необходимого размера мембраны можно считать из обычной геометрии размер a для маски. Известны толщина пластины и угол травления данного слоя в кристаллографическом направлении. В итоге мы получаем $x = a + 466$ мкм.

На эти мембраны можно наносить различные неживые или фиксированные биологические объекты для их изучения на ЭУФ-микроскопе. Также на основе этих мембран можно изготовить кюветы для живых образцов для рентгеновской микроскопии. Важно соблюдать два критических параметра среды для жизни клеток: это температура и атмосферное давление. В рентгеновских микроскопах во всем мире используют тонкие стеклянные капилляры, которые наполняют водой, в которой содержатся исследуемый объект.

В литературе рассмотрены несколько вариантов таких кювет, но самая простая была предложена в работе [3].

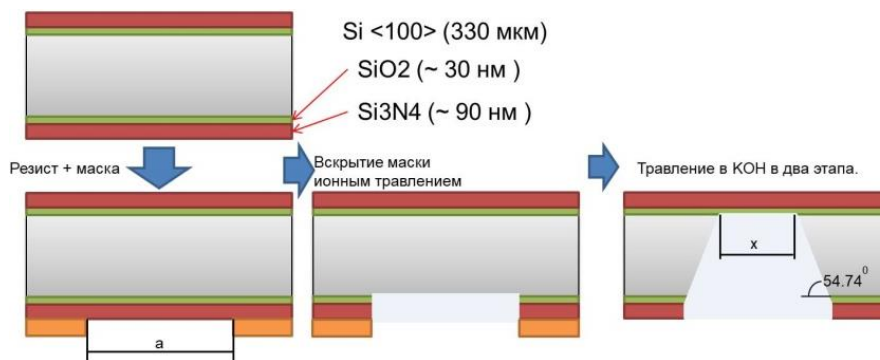


Рис. 1. Схема изготовления мембран Si_3N_4



Рис. 2. Схема изготовления мембран

Нами предложена немного модифицированная кювета, чтобы в области, где находится живая клетка, оставалась среда для жизнедеятельности. В разработанной нами кювете образец будет находиться на одной из мембран Si_3N_4 , дальше идет пластина с окном

без мембраны и сверху так же закрывает мембрана Si_3N_4 . Все эти пластины будут склеены между собой. Таким образом, можно изучать биологические объекты в их нативном состоянии на рентгеновском микроскопе с возможностью z -томографии [4] (рис. 3).

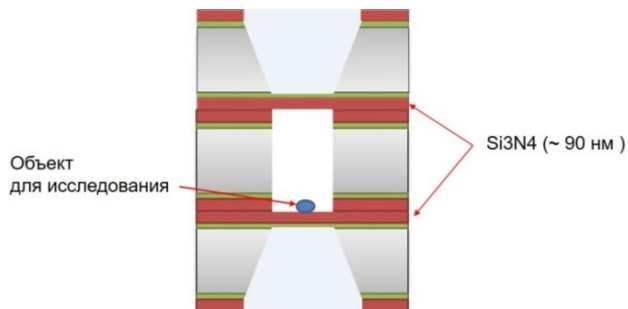


Рис. 3. Кювета для живых биологических образцов

Заключение

Разработана методика изготовления мембран из нитрида кремния с целью их использования в качестве подложек и составных кювет для исследования фиксированных и живых биологических объектов в мягкой рентгеновской микроскопии с возможностью z -томографии.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-62-00068.

Литература

1. M. Sekimoto, H. Yoshihara, T. Ohkubo // Journal of Vacuum Science and Technology, 21(4), 1017–1021 (1982).
2. J. P. S. DesOrmeaux, J. D. Winans, S. Wayson *et al.* // Nanoscale, 6(18), 10798–10805 (2014).
3. R. Feder, J. L. Costa, P. Chaudhar, & D. Sayre // Science. V. 212, №. 4501. P. 1398–1400 (1981).
4. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo *et al.* // Optics Express. V. 30, №. 26. P. 47567–47586 (2022).

Исследование эмиссионного спектра быстрого капиллярного разряда в области «водяного окна»

А. А. Самохвалов^{1,2,*}, К. А. Сергушичев², С. И. Елисеев^{2,3}, Т. П. Бронзов²,
Е. П. Большаков², Д. В. Гетман², А. А. Смирнов², В. А. Бурцев²

¹ Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101

² ООО «Лаборатория им. Бурцева В.А.», наб. Карповки, 5, лит. АК, Санкт-Петербург, 197022

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7–9, 199034

*andrey.s@burtsevlab.com, samokhvalov.itmo@gmail.com

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по генерации мягкого рентгеновского излучения в области «водяного окна», выполненные на компактном газоразрядном источнике. Проведена оптимизация параметров источника излучения, исходя из условий уменьшения интенсивности абляции стенки разрядного объема и получения максимальной интенсивности линии гелийподобного азота N V – 2,88 нм в эмиссионном спектре. Полученные результаты могут быть использованы при разработке микроскопа для задач клеточной микроскопии «на просвет» с нанометровым разрешением.

Введение

Область длин волн 2,3–4,4 нм является уникальным спектральным диапазоном, т. к. для него вода частично прозрачна, а остальные вещества сильно поглощают в данном диапазоне. Этот факт дает возможность проводить контрастную микроскопию живых и подготовленных клеточных культур и различных нано-, биообъектов. Разрешающая способность данного метода достигает ~10 нм, что было показано при исследовании различных клеточных биокультур [1]. Однако в качестве источника излучения для такого вида микроскопии используется синхротронное излучение. Это ограничивает применимость метода для большинства биомедицинских приложений. За последние 20 лет было сделано множество попыток по созданию компактных источников в данном диапазоне, одним из наиболее удачных является капиллярный разряд в азоте [2], излучение которого обладает высокой направленностью, а применение специальных фильтров дает возможность его «монохроматизации». Но для эффективного использования таких источников требуется проведение ряда экспериментальных исследований по оптимизации геометрии разрядной области, рабочего давления газа и параметров высоковольтного генератора.

В настоящей работе проводится исследование и оптимизация параметров компактного источника излучения на основе наносекундного капиллярного разряда для его работы в области длин волн 2,3–4,4 нм.

Результаты

Конструкция компактного источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на основе капиллярного разряда и вся измерительная техника были подробно описаны в нашей предыдущей работе [3], где частично удалось решить проблему «загрязнения» спектра плазмы спектральными линиями элементов, из которых сделан капилляр. В прошлой работе мы использовали капилляр, изготовленный из боросиликатного стекла. Но в данной работе капилляр был изготовлен из керамики Si₃N₄, что обусловлено более высокой термической и механической прочностью данного материала, чем у стекла, и отсутствием у ионов кремния линий в области, близкой к «водяному

окну». Это важно для выделения одиночных линий с помощью тонкопленочных многослойных фильтров. Внутренний диаметр капилляра составлял 1,5 мм, а длина — 20 мм. Амплитуда импульса напряжения достигала 25 кВ, скорость нарастания тока ~2×10¹² А/с при его амплитуде 18 кА. Наиболее существенным фактором при одном рабочем напряжении являлось изменение давления рабочего газа на эмиссионный спектр плазмы. На рис. 1 приведены характерные эмиссионные спектры капиллярного разряда в азоте при различных давлениях рабочего газа. Источник работал на частоте 300 Гц, усреднение осуществлялось по 20 спектрам.

Как видно из рис. 1, в спектре возникают линии гелийподобного N VI – 2,88 нм, 1s2 – 1s2p и водородоподобного азота N VII – 2,48 нм, 1s–2p. На рис. 1 также приведены спектры пропускания тонкопленочных фильтров [5], откуда видно, что линии кремния блокируются комбинацией Al- и Ti-фильтров, давая возможность выделить одиночную линию азота N VI – 2,88 нм.

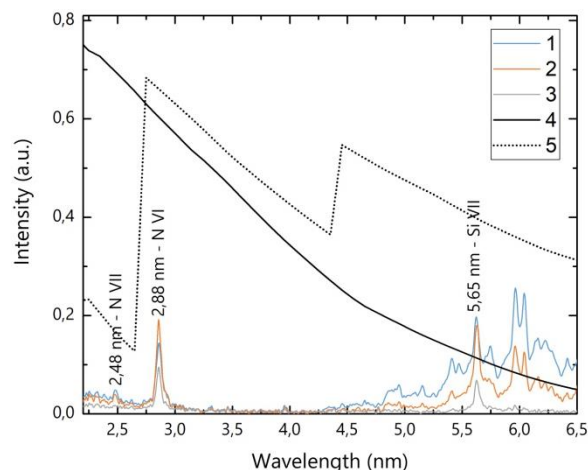


Рис. 1. Спектры излучения капиллярной плазмы азота при различных давлениях: 1 — 2,5 Торр, 2 — 3 Торр, 3 — 3,5 Торр, 4 — спектр пропускания алюминиевого фильтра, 5 — спектр пропускания титанового фильтра

Даже небольшое изменение давления газа приводило к значительному изменению эмиссионного спектра (см. рис.1). При увеличении давления интен-

сивность как линий азота, так и линий кремния начала падать.

На рис. 2 приведены нормированные интегральные зависимости спектральных линий от давления газа.

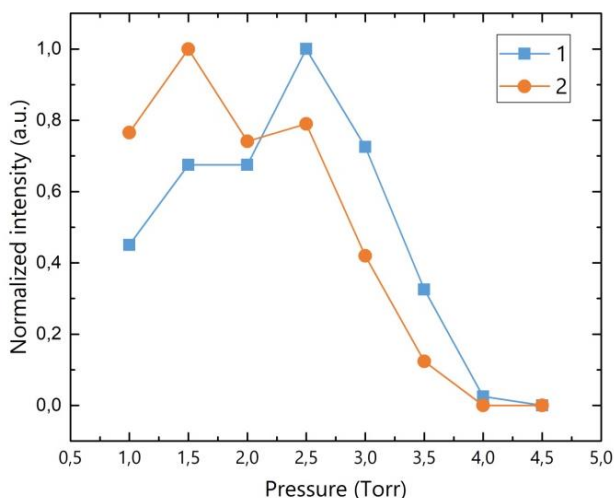


Рис. 2. Зависимости интенсивности свечения спектральных линий N VI – 2,88 нм (1) и Si VII – 5,62 нм (2) от давления газа

Зависимость интенсивности спектральных линий от давления имеет экстремальный характер, как видно из рис. 2, при этом линии азота и кремния достигают максимумов при различных давлениях. Это дает возможность достигать условий, при которых абляция стенки минимальная при относительно высокой

интенсивности линии азота, что как раз и требуется для задач микроскопии в «водяном окне».

Выводы

В настоящей работе были представлены результаты экспериментов, проведенных на компактном газоразрядном источнике МРИ, где в качестве рабочего газа использовался чистый азот. Показана возможность получения одиночной спектральной линии гелийподобного иона азота на длине волны 2,88 нм, попадающей в область «водяного окна». Источник позволяет генерировать импульсы МРИ с частотой до 300 Гц, в дальнейшем планируется увеличить частоту следования импульсов путем модификации высоковольтного генератора. Полученные результаты могут быть использованы при создании микроскопа и томографа для исследования клеточных культур и других нано-, биообъектов в режиме «на просвет».

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (проект № 21-79-10110).

Литература

1. M. Kördel, A. Dehlinger, C. Seim *et al.* // *Optica*, V.7, 6 (2020).
2. M. P. Valdivia, E. S. Wyndham, M. Favre *et al.* // *Plasma Sources Science and Technology*. V. 21, 2 (2012).
3. A. A. Samokhvalov *et al.* // *JINST*. 17. P06002 (2022).
4. N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov, S. A. Gusev *et al.* // *Proc. of SPIE*. V. 8076 (2011).

Графитизация биоматериалов в процессе пиролиза в потоке аргона до 1200 °С

О. В. Петрова¹, Д. В. Сивков¹, С. В. Некипелов¹, А. С. Виноградов², П. М. Корусенко², С. И. Исаенко³, Р. Н. Скандаков¹, К. А. Бакина¹, В. Н. Сивков^{1,*}

¹ Физико-математический институт ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, 167982

² Физический факультет СПбГУ, Санкт-Петербург, 199034

³ Институт геологии ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, 167982

* sivkovvn@mail.ru

Приведены результаты исследований процесса карбонизации морской губки при термической обработке в атмосфере аргона в интервале температур от комнатной до 1200 °С. Характеризация исходной и карбонизированной губки выполнена с использованием методов, информативных на макро- (TGA), микро- (SEM, EDX) и нано- (NEXAFS, XPS) уровнях. Показано сохранение трехмерной структуры губки на макро- и микроуровнях и графитизация вещества между фибриллами спонгина с образованием турбостратного графита на наноуровне. Установлено, что после разложения спонгина при 400 °С это вещество превращается в турбостратный графит, сохраняя при повышении температуры трехмерную структуру исходной морской губки.

Введение

В работе исследуется процесс карбонизации морских губок (МГ), у которых безминеральный скелет состоит из «ороговевших» волокон спонгина. Скелетные конструкции этих губок, очищенные от минерализованной составляющей, включают сети волокон спонгина, диаметр которых может составлять от 5 до 100 микрон, а ячейки имеют размеры от 100 микрон до миллиметра в зависимости от вида губки. Морские губки, содержащие спонгин, являются примерами возобновляемых ресурсов благодаря их способности расти в условиях морского разведения в их естественной среде обитания. Это свойство делает МГ привлекательным материалом, обладающим большим биомиметическим потенциалом для различных приложений. Так, карбонизация МГ в аргоне при температурах до 1200 °С приводит к формированию трехмерной нанопористой структуры турбостратного графита, которая может быть применена для получения катализаторов для очистки морской воды [1]. Структура и элементный состав карбонизированной МГ, параметры внешней поверхности полученного материала были нами исследованы ранее [1, 2]. В настоящей работе исследован процесс модификации МГ при пиролизе в инертной среде при изменении температуры.

Методика эксперимента

Процесс подготовки и карбонизации МГ описан в работе [1]. Карбонизация отобранных спонгиновых скелетов, проведение термогравиметрического (TGA) и дифференциального термогравиметрического (DTGA) анализов, а также дифференциальной сканирующей калориметрии (DSC) осуществлялись с помощью дериватографа SDTQ600 (Simultaneous Differential Technics «TA Instruments», США) в потоке аргона при последовательном повышении температуры до 1200 °С. Спектральные исследования проводились методом ТЕУ с энергетическим разрешением не хуже 0.05 эВ. При этом образцы закреплялись механически на медном держателе. NEXAFS-измерения проводились с использованием синхротронного излучения российско-германского канала на BESSY-II (Берлин, Германия). Исследования XPS проводились

на рентгеновском спектрометре Thermo Scientific ESCALAB 250Xi. В качестве источника ионизирующего излучения использовалась рентгеновская трубка с излучением AlK α (1486,6 эВ). Для нейтрализации заряда образца во время экспериментов использовалась электронно-ионная система компенсации заряда.

Результаты и обсуждение

Метод EDX показал, что элементный состав МГ включает кроме углерода (~74%), азота (~3%) и кислорода (~20%) также следы присутствия кальция, магния, натрия, алюминия, серы и кремния. Элементный анализ исходной губки был проведен также методом XPS, который показал содержание 76.8 ат.% углерода, 1.9 ат.% азота, 16.0 ат.% кислорода, 2.6 ат.% кремния, 1.1 ат.% натрия и 1.6 ат.% кальция, что согласуется с результатами EDX-анализа. Следует отметить, что метод EDX дает информацию об относительной концентрации атомов на глубине от нескольких десятых до нескольких микрометров, а метод XPS — в пределах 1–2 нм. Поэтому согласование данных по углероду, кислороду и азоту говорит об одинаковом их распределении в объеме и на поверхности исследуемого образца. Соотношение атомных концентраций атомов углерода, азота и кислорода в губке согласуется с данными других работ [3]. Принимая во внимание данные по относительному составу атомов углерода, кислорода и азота в исходной губке, можно оценить их содержание в составе спонгина не более 20 ат.%. Это означает, что основная масса губки сосредоточена в составе вещества, расположенного в области между фибриллами спонгина, которое содержит большое число ароматических соединений.

Процесс карбонизации исходной губки был изучен с помощью методов TGA, DTGA и DSC путем прогрева образца в потоке аргона в интервале температур 24–1200 °С. Из термографических зависимостей на рис. 1 видно, что термическая модификация губки протекает в три стадии. Первая стадия (I) сопровождается потерей массы примерно 10% в интервале температур 80–140 °С, которая характерна для коллагенов, спонгина и других биоматериалов [4], и обусловлена испарением воды, адсорбированной на

поверхности и связанной водородной связью в объеме губки. Вторая стадия (II) наблюдается в интервале температур 210–450 °С и сопровождается значительной (более 40%) потерей массы. Температура пика DTGA соответствует 302 °С. Согласно проведенным ранее исследованиям в этом интервале температур происходит разложение спонгина и разрушение пептидной связи [1, 5]. Исследования показали, что при пиролизе МГ сохраняется ее трехмерная структура на макро- и микроуровнях, а на наноуровне происходит графитизация межфибрилловой среды с образованием турбостратного графита.

В работе впервые было показано, что процесс графитизации и образование турбостратного графита напрямую зависят от состава и свойств матрицы, содержащей большое количество ароматических соединений, располагающихся вокруг волокон спонгина. При этом в состав вещества, сосредоточенного в пространстве между фибриллами спонгина, входит ~70 ат.% углерода и ~11 ат.% кислорода, из которых ~63 ат.% углерода участвуют в образовании ароматических и С–С-связей, а остальные находятся в составе карбонильной, карбоксильной, фенольной и эпоксидной (С–О–С) атомных групп.

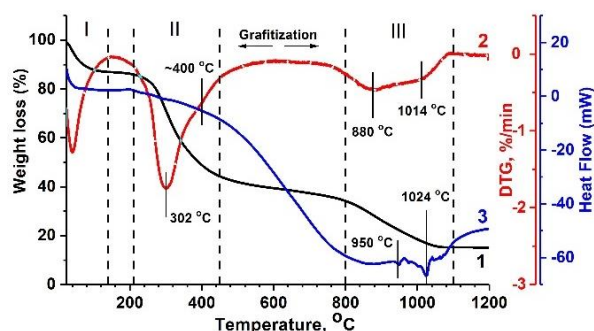


Рис. 1. TGA, DTGA и DSC кривые термической модификации морской губки

Анализ зависимостей TGA, DTGA и DSC показал, что к концу стадии II при температуре 450 °С после полного разложения спонгина уже идет процесс графитизации с образованием турбостратного графита, который продолжается с выделением азотсодержащих газов, углекислого газа и воды, что приводит к сохранению трехмерной структуры исходной губки и преобразованию ароматической связи в sp²-связь с формированием нанокристаллитов графита размером около 3 нм. Полученные данные и разработанные методики стимулируют поиск других перспективных биологических материалов для карбонизации, имеющих сложную трехмерную структуру и содержащих в своем составе большое количество ароматических атомных групп

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ по договору № 075-15-2021-1351, РФФИ и Республики Коми (проект № 20-42-110002 p-a).

Литература

1. I. Petrenko, A. P. Summers, P. Simon et al. // *Sci. Adv.*, **5**, eaax2805 (2019).
2. D. V. Sivkov, O. V. Petrova, S. V. Nekipelov et al. // *Appl. Sci.*, **12**, 7744 (2022).
3. M. Norman, P. Bartczak, J. Zdarta et al. // *Materials*, **8**, 96–116 (2015).
4. E. Senoz, R. P. Wool, C. W. McChalicher et al. // *Polym. Degrad. Stabil.*, **97**, 297–307 (2012).
5. O. V. Petrova, D. V. Sivkov, S. V. Nekipelov et al. // *Appl. Sci.*, **13**, 128 (2023)

Влияние буферных слоев Мо на микроструктуру слоев и отражательные характеристики Ru/Ве многослойных зеркал

Р. М. Смертин*, С. А. Гарахин, М. Н. Дроздов, С. Ю. Зуев, В. Н. Полковников, Н. Н. Салашенко, Н. И. Чхало, П. А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
smertin_ruslan@ipmras.ru

Методами рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии и вторичной ионной масс-спектрометрии изучено влияние буферных слоев Мо на микроструктуру пленок и границ и отражательные характеристики Ru/Ве многослойных зеркал. Показано увеличение коэффициентов отражения зеркал на длине волны 11.4 нм до рекордных значений $R = 72.2\%$ и спектральной полосы отражения до $\Delta\lambda = 0.38$ нм. Эффект буферных слоев на структурные и отражательные характеристики зеркал объясняется барьерными свойствами Мо-слоев, препятствующими взаимному перемешиванию слоев Ru и Ве, приводящему к образованию бериллидов и уменьшению рентгенооптического контраста на границах.

Введение

Благодаря перспективам применения в EUV литографии в окрестности 11.2 нм наиболее изученными являются Мо/Ве многослойные зеркала (МЗ). Однако теоретически большими пиковыми и интегральными коэффициентами отражения обладают МЗ Ru/Ве ($R = 78\%$, $\Delta\lambda = 0.43$ нм). Первые экспериментальные работы [1] показали, что данные МЗ обладают «скромным» значением коэффициента отражения на уровне 63.7% и $\Delta\lambda = 0.34$ нм. Такое низкое значение, по сравнению с теоретическим, авторы работ связывают с высоким уровнем шероховатости и перемешиванием слоев между собой. Также исследовались МЗ $\text{Mo}_x\text{Ru}_{1-x}/\text{Ве}$ [2]. Максимальное значения коэффициента отражения у этих МЗ составляет 69.3% и $\Delta\lambda = 0.34$ нм.

Целью данной работы являлось исследование Ru/Ве-зеркал с буферными слоями Мо и без них на границах раздела. В основе этого подхода лежат результаты последних исследований микроструктуры интерфейсов Мо-on-Ве и Ве-on-Мо в Мо/Ве зеркалах [3–5]. Расчеты показывают, что при значениях переходных границ в МЗ Ru/Ве на уровне значений МЗ Мо/Ве отражательные характеристики МЗ Ru/Ве в области 11 нм должны быть заметно больше 70%.

Результаты

Исходно система Ru/Ве, изготовленная в наших условиях, имеет максимальные отражательные ха-

рактеристики: $R \approx 67\%$ и $\Delta\lambda \approx 0.34$ нм при соотношении толщины Ru к периоду $\gamma \approx 0.46$. Более высокое значение, чем в работе [4], связано с улучшением технологий роста за последние 20 лет. Значения переходных границ, установленные в результате подгонки кривых отражения, составили: Ru-on-Ве $\sigma \approx 1.1$ нм и Ве-on-Ru $\sigma \approx 0.45$ нм. Добавление буферных слоев Мо либо только на Ru, либо только на Ве привело к росту отражательной способности до уровня $R \approx 69\%$ и $\Delta\lambda \approx 0.36\text{--}0.37$ нм при толщинах слоя Мо: 0.2 нм на границе Ru-on-Ве и 0.4 нм на границе Ве-on-Ru. Увеличение толщины слоя Мо при этом происходило в результате уменьшения толщины слоя Ru. Значения переходного слоя при добавлении буферного слоя Мо на границу Ru-on-Ве составило $\sigma \approx 1.0$ нм, а при добавлении на границу раздела Ве-on-Ru не изменилось и составило $\sigma \approx 0.45$ нм.

Добавление буферного слоя на обе границы раздела одновременно привело к значительному росту отражательных характеристик (рис. 1). Максимальное значение $R = 72.2\%$ и $\Delta\lambda \approx 0.38$ достигается при толщинах слоев Мо Ru-on-Ве 0,2 нм и Ве-on-Ru 0,4 нм, которые соответствуют толщинам, которые дают максимальное увеличение отражающих характеристик при добавлении Мо-слоя на одну границу раздела. При всех изученных значениях толщин слоев Мо уровень отражательной способности находится выше 70% и уровень спектральной ширины больше, чем у системы Ru/Ве без буферных слоев Мо. Полученные коэффициенты отражения также выше, чем в системе $\text{Mo}_x\text{Ru}_{1-x}/\text{Ве}$ [2], причем значительного улучшения уровня переходных слоев не произошло: Ru-on-Ве $\sigma \approx 0.8$ нм и Ве-on-Ru $\sigma \approx 0.45$ нм.

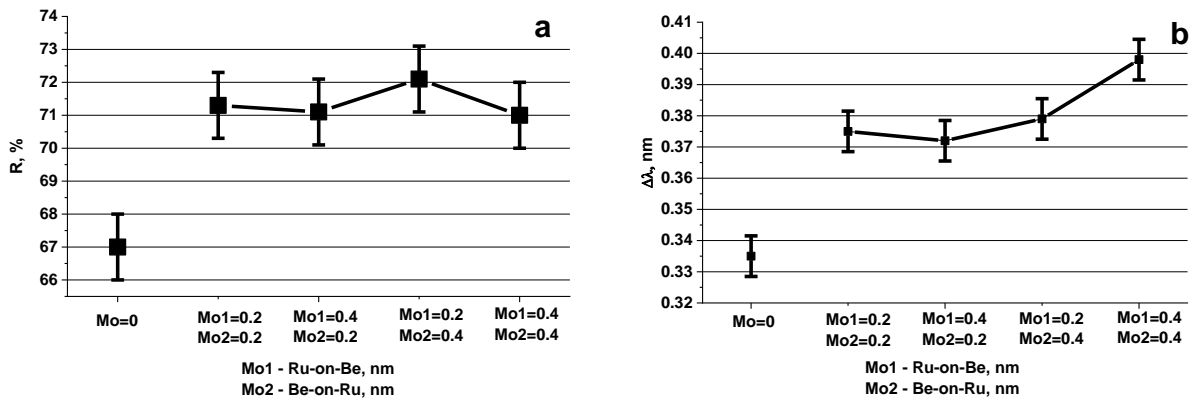


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения (a) и спектральной ширины кривой отражения (b) зеркал Mo/Ru/Mo/Be на длине волны 11.4 нм от толщины слоев Mo в периоде

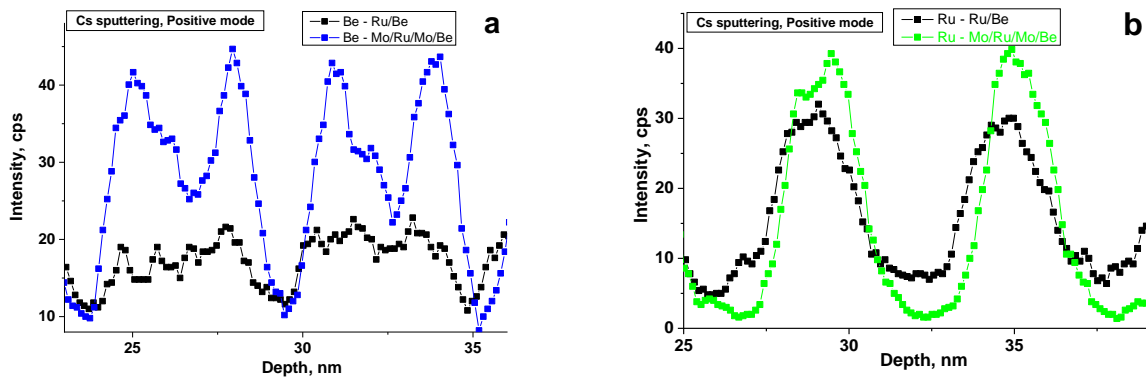


Рис. 2. Сравнительные результаты измерения ВИМС материалов Be (a) и Ru (b) структур Ru/Be и Mo/Ru/Mo/Be

Для установления причины улучшения отражательных характеристик при незначительном улучшении ширин переходных границ, были проведены исследования МЗ методами рентгеновского фазового анализа и ВИМС. На рис. 2 представлены сравнительные результаты измерений ВИМС материалов Be и Ru в МЗ Ru/Be без буферного слоя Mo и с буферными слоями Mo на обеих границах раздела одновременно. При добавлении буферных слоев Mo на обе границы раздела одновременно произошло увеличение контраста — отношения максимального значения амплитуды к минимальному для Be в ~ 2.2 раза, а для Ru в ~ 5.4 раза от исходного значения. Данное увеличение контраста, а также увеличение амплитуды пика от Ru на картинах рентгеновского фазового анализа при уменьшении толщины слоя Ru, является следствием лучшего меньшего перемешивания слоев Ru и Be в МЗ Ru/Be. Меньшее перемешивание слоев Ru и Be между собой увеличивает оптический контраст на границе раздела, вследствие чего значительно улучшаются оптические характеристики: увеличение R и $\Delta\lambda$.

Выводы

В результате данной работы было получено рекордное значение отражательной способности в МЗ Ru/Be на длине волны $\lambda = 11.4$ нм: $R = 72.2\%$ и $\Delta\lambda \approx 0.38$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-20108, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. Saa Bajt *et al.* // SPIE. Vol. 3767, 1999, p. 259–270.
2. Bajt S. // Journal of Vacuum Science & Technology A, 2000. V. 18, № 2, p 557–559.
3. M. V. Svechnikov *et al.* // Optics Express, 2018. Vol. 26, No. 26, p. 33718–33731.
4. Sergey A. Kasatnikov *et al.* // J. Phys. Chem. C, 2019, 123, p. 25747–25755.
5. R. M. Smertin, *et al.* // Technical Physics, 2020, 65(11), p. 1800–1808.

Применение методов «интерфейс-инжиниринга» для управления границами раздела в многослойных рентгеновских зеркалах Cr/Sc

Р. М. Смертин*, М. М. Барышева, С. А. Гарахин, И. В. Малышев, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*smertin_ruslan@ipmras.ru

Работа посвящена многослойным зеркалам на основе пары материалов Cr и Sc, имеющих перспективы применения в качестве отражающей оптики в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» (2.3–4.4 нм). Рассмотрены основные физические причины, не позволяющие добиться максимальных оптических характеристик зеркал. Предложены методы улучшения физических характеристик, а именно уменьшения ширин переходных границ.

Введение

Разработка эффективно отражающих оптических элементов нормального падения в области мягкого рентгеновского диапазона, в особенности в спектральной области «окна прозрачности воды» (2.3–4.4 нм), является актуальной и сложной задачей. Для обеспечения отражения при нормальном падении, значение периода должно составлять $\lambda/2$, т. е. период $d \sim 1,1\text{--}2,2$ нм. При таких значениях периода очень остро встает проблема шероховатости переходных границ. Значение шероховатости даже на уровне $\sigma \sim 0,2$ нм составляет порядка 10–20% от значения периода, что неизбежно ухудшает отражательные характеристики рентгеновского зеркала. Однако реальные значения переходных границ в рентгеновских зеркалах имеют еще большее значение.

Для уменьшения уровня шероховатости в многослойных рентгеновских зеркалах используется ряд методов т. н. «интерфейс-инжиниринга». К ним относятся: ионное ассистирование (ионная бомбардировка поверхности каждой пленки, составляющей структуру); нитридизация (распыление материалов в смеси аргона и азота с внедрением азота в структуру); методика барьерных слоев (напыление на границу раздела между Cr и Sc третьего материала). Также к данным методам можно отнести изготовление системы при разных значениях энергии распыляемых частиц. Так, в работах [1, 2] зеркала Cr/Sc были изготовлены при разных значениях мощности на магнетронах. В работе [1] мощность составляла ~ 150 Вт, а в работе [2]

~ 56 Вт. При этом значения коэффициентов отражения составляли 17% [1] и 21% [2] при $\lambda = 3,12$ нм.

Рекордное значение коэффициента отражения $R = 23\%$ при $\lambda = 3,12$ нм [3] достигнуто сочетанием методик добавления азота к рабочему газу (при распылении хрома) и введением барьерного слоя карбида бора B_4C на поверхность слоя хрома.

Мы предлагаем совместить все имеющиеся методы повышения качества структуры и, следовательно, улучшение оптических характеристик. А именно — подобрать оптимальное значение энергии распыляемых частиц, которое позволит получить минимальные значения переходных границ в «чистой» системе Cr/Sc. В дальнейшем улучшить данную систему азотированием и добавлением буферных слоев на границы раздела. В качестве буферных слоев планируется использовать B_4C и/или Si.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-62-00068, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

Литература

1. F. Schäfers, S. Yulin, T. Feigl, N. Kaiser // Proc. SPIE. 2003. V. 5188. P. 138–145.
2. В. Н. Полковников и др. // ЖТФ, 2020, Т. 90, вып. 11, с. 1893–1897.
3. Burcklen C. et al. // Opt. Lett., 2017. V. 42. Iss.10. P. 1927–1930.

Влияние Si и Be барьерных слоёв на термическую стабильность многослойных зеркал Cr/Sc

А. В. Соломонов*, С. С. Сахоненков, Е. О. Филатова

Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504
*asolomonov78@gmail.com

Установлено, что система Si/[Cr/Sc]₂₀₀ не является термически стабильной при температурах отжига выше 250 °С. По мере повышения температуры прослеживается дополнительное перемешивание слоев Cr и Sc. При температуре отжига 450 °С наблюдается полное перемешивание слоев, сопровождающееся текстурированием образца в направлении Sc[001]. Введение барьерного слоя Be в систему Cr/Sc ограничивает перемешивание слоев хрома и скандия в процессе отжига, но только до температуры 350 °С. При температуре 450 °С прослеживается деградация структуры: происходит полное перемешивание слоев с поверхностной сегрегацией скандия. Барьерный слой Be предотвращает рост зерен и текстурирование в системе, но не препятствует процессу кристаллизации. Слой Si, введенный между слоями скандия и хрома, ограничивает их перемешивание, сохраняя слоистость структуры и ее аморфность в диапазоне изученных температур (до 450 °С).

Введение

Предложенная более 25 лет назад как наиболее перспективная структура для диапазона «водного окна» многослойная структура Cr/Sc теоретически обладает высоким коэффициентом отражения, достигающим до 55% (на длине волны 3,12 нм) для почти нормального падения, что позволяет эффективно использовать ее в рентгеновской микроскопии, в частности, в микроскопии биологических объектов и в синхротронных приложениях. В результате воздействия высоких температур и сильного потока излучения для многослойных зеркал (МЗ) Cr/Sc чрезвычайно важна устойчивость их оптических параметров к процессам нагрева. В результате нагрева возможно нарушение структурной целостности МЗ из-за тепловой диффузии, что приводит к ухудшению их оптических характеристик [1]. Введение барьерного слоя может заметно улучшить термическую стабильность многослойных зеркал.

Методика эксперимента

Были изучены многослойные структуры [Cr/Sc]₂₀₀ с барьерными слоями и без них (Si и Be), синтезированные методом магнетронного распыления. Номинальная толщина слоев Cr и Sc составляла 0,7 и 0,8 нм, соответственно, толщина барьерного слоя 0,1 нм. Для определения химического состава образцов использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Также в исследовании использовались методы рентгеновской рефлектометрии (XRR), рентгеновской дифракции (XRD) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) для комплексного понимания процессов, происходящих в структуре до и после отжига.

Результаты и обсуждение

Анализ данных, полученных методом ПЭМ, указывает на частичное перемешивание слоев Cr и Sc в неотожженной системе Si/[Cr/Sc]₂₀₀. Кроме того, система без барьерных слоев обладает минимальным отражением. Согласно исследованиям, проведенным методом РФЭС, отжиг этой системы усиливает перемешивание слоев. Анализ фотоэлектронных спектров Sc-2р и Cr-2р обнаруживает увеличение вклада ме-

таллических скандия и хрома с ростом температуры. Однако при температуре 450 °С эта закономерность нарушается резким увеличением интенсивности пиков Sc-2р, и резким уменьшением вклада хрома. Это свидетельствует о поверхностной сегрегации скандия в образце, нагретом до температуры 450 °С, что является следствием дополнительного перемешивания слоев Cr и Sc.

Исследования, проведенные методом рентгеновской дифракции (рис. 1), подтвердили сделанное предположение. Установлено укрупнение зерна в образце, сопровождающееся его текстурированием с предпочтительной ориентацией Sc [001] перпендикулярно подложке. Кривая отражения образца, отожженного при 450 °С, полученная методом рентгеновской рефлектометрии (рис. 2, а), вообще не содержит брэгговского пика, что также свидетельствует о полном перемешивании слоев Cr и Sc. Стоит отметить, что процесс кристаллизации является следствием полного перемешивания слоев в образце.

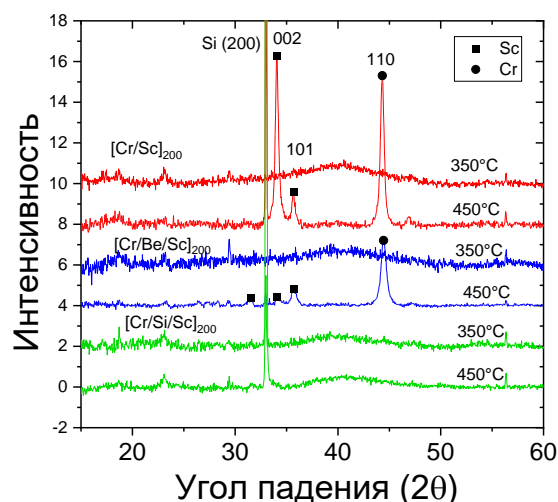


Рис. 1. Картины рентгеновской дифракции многослойных зеркал Si/[Cr/Sc]₂₀₀, Si/[Cr/Be/Sc]₂₀₀ и Si/[Cr/Si/Sc]₂₀₀, отожженных при 350 и 450 °С

Введение в структуру Be в роли барьерного слоя ограничивает перемешивание слоев вплоть до 350 °С, однако при отжиге до 450 °С отмечается сегрегация атомов Cr на поверхность образца. Дифракционные исследования образца, отожженного до 450 °С (рис. 1),

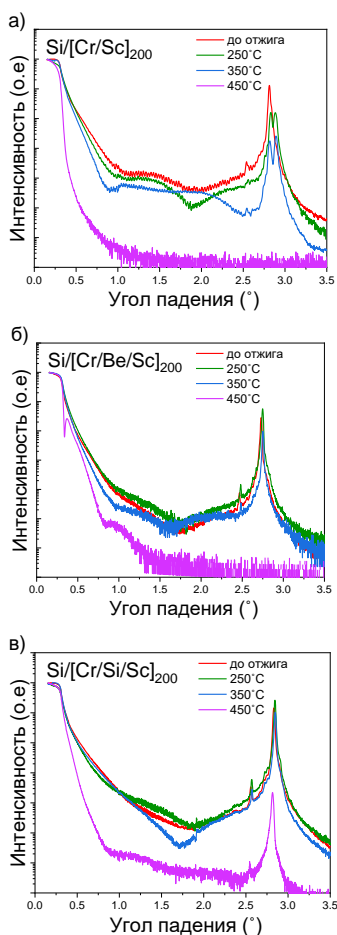


Рис. 2. Кривые рентгеновского отражения, полученные для многослойных структур (а) $\text{Si}/[\text{Cr}/\text{Sc}]_{200}$, (б) $\text{Si}/[\text{Cr}/\text{Be}/\text{Sc}]_{200}$ и (в) $\text{Si}/[\text{Cr}/\text{Si}/\text{Sc}]_{200}$ до и после отжига при 250°C, 350°C и 450°C.

обнаруживают дифракционные пики, указывающие на образование кристаллитов в объеме исследуемой системы. Обратившись к данным XRR (рис. 2, б), можно констатировать лишь незначительное изменение интенсивности брэгговского пика в системе, отожженной до 350 °С. Однако при повышении температуры до 450 °С можно наблюдать отсутствие брэгговского пика, как и в случае системы без прослойки, что означает разрушение структуры многослойного рентгеновского зеркала: полное перемешивание слоёв с последующей кристаллизацией.

Анализ Sc-2р и Cr-2р фотоэлектронных спектров системы с Si барьерным слоем не обнаруживает существенных изменений в форме спектров в широком диапазоне температур, вплоть до 450 °С. Данные XRD (см. рис. 1) также указывают на отсутствие дифракционных пиков в спектрах, измеренных в широком диапазоне температур, что подтверждает сохранение аморфности структуры. На кривых рентгеновского отражения образца, отожженного до 450 °С (рис. 2, в), наблюдается брэгговский пик, что свидетельствует о том, что система сохраняет свою многослойность. На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что тонкий слой кремния способен предотвратить полное перемешивание слоев.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-72-20125.

Литература

1. N. Ghafoor et al. // Journal of Materials Research. **79–95**. 10944087 (2009).

Анализ формирования кольцевых структур, возникающих на поверхности оптических элементов в процессе ионно-пучковой обработки

И. В. Малышев, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, М. Н. Торопов, А. К. Чернышев*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*chernyshev@ipmgras.ru

Построена модель, объясняющая возникновение кольцевых структур на оптической поверхности в процессе ее обработки малоразмерным ионным пучком. Установлена зависимость между параметрами проводимой обработки и возникающей структурой. Предложена методика изменения в процедуре расчёта ионно-пучковой коррекции, приводящей к уменьшению описанной структуры.

Введение

Коррекция формы поверхности оптических деталей малоразмерным ионным пучком является современной технологией, завершающей процесс изготовления высокоточной оптики. В литературе существует множество работ, посвящённых развитию данной технологии, в некоторых из них, например [1], на поверхности обработанных деталей видны характерные кольцевые структуры.

Нами также были обнаружены подобные структуры (рис. 1).

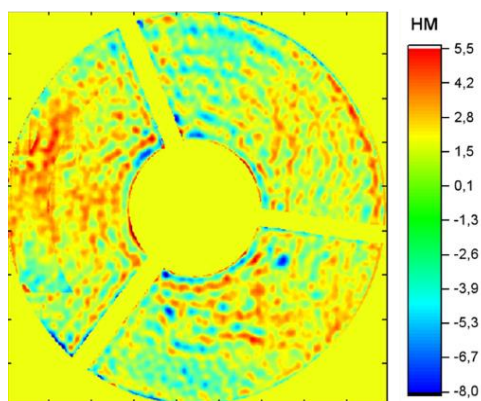


Рис. 1. Пример карты поверхности с характерными кольцевыми структурами, возникшими после ионно-пучковой обработки

Ранее появление кольцевых структур было объяснено следующим образом. Ионный источник формирует пучок ускоренных частиц, с фиксированным размером d . Данный пучок позволяет эффективно обрабатывать только неоднородности с латеральным размером — не более полуширины пучка $d/2$. То есть амплитуда высокочастотных неоднородностей убывает медленнее, чем низкочастотных, и они проявляются на фоне низкочастотных.

Однако последние исследования показали, что формируемые кольцевые структуры имеют центр, совпадающий с осью вращения детали при обработке. Причем при сдвиге оси вращения в другую точку детали появляется второй набор концентрических окружностей.

Таким образом, был сделан вывод, что описанные структуры возникают непосредственно в процессе ионно-пучковой обработки.

Возникновение кольцевых структур

Был проведён анализ возможных причин появления кольцевых структур. Рассматривались различные варианты, такие как несоответствие расчётной координаты реальной, смещение обрабатываемой заготовки по углу, смещение ионного источника по радиусу и т. д. Для объяснения причин появления кольцевых структур необходимо уточнить особенности проводимой обработки. В ходе коррекции формы малоразмерный ионный пучок занимает дискретный набор положений на обрабатываемой поверхности. Доступные положения диктуются особенностями установки.

В данной работе будем говорить об установке, в основе которой лежит полярная система координат. В таком случае положение пучка на поверхности задаётся парой координат — радиус и угол. Для проведения обработки производится предварительный расчёт времени нахождения ионного пучка в различных точках поверхности (времени травления). Данный расчёт производится для дискретного набора положений, расположенных в узлах регулярной декартовой сетки. Перед проведением обработки происходит преобразование рассчитанного времени травления в координаты установки: декартовы координаты переводятся в полярные, затем происходит округление полярных координат к регулярному шагу по радиусу. При таком округлении ошибка составляет не более $1/2$ шага по радиусу. Оказалось, что применяемое округление и может приводить к появлению кольцевых структур, размер которых по радиусу соответствует размеру пучка.

Моделирование структур

Для моделирования процесса возникновения кольцевых структур рассчитаем обработку тестовой поверхности. Пусть поверхность задана на регулярной декартовой сетке, ионный пучок занимает дискретные положения с шагом равным 10 шагам сетки. Рассчитаем обработку, ожидаемый результат представлен на рис. 2.

Проведём преобразование декартовых координат к полярным с регулярным шагом по радиусу, равным 10 шагам исходного разбиения. Ожидаемый результат представлен на рис. 3. Для сравнения на рисунке также приведён размер ионного пучка.

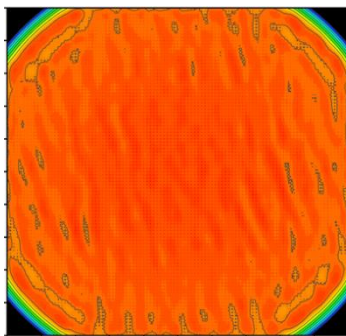


Рис 2. Рассчитанный результат ионной обработки

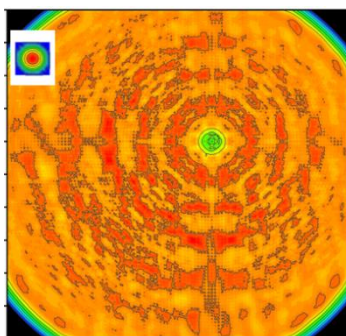


Рис 3. Результат ионной обработки с учётом округления координат и ионный пучок

Можно видеть кольцевую структуру подобную той, которая возникает в реальном эксперименте. Латеральный размер возникающих колец близок к размеру ионного пучка.

Таким образом, можно сделать вывод, что расчёт времени травления должен происходить именно по той сетке, которая реализована в установке ионно-пучкового травления. На практике данное предложение может быть реализовано либо путем увеличения разрешения исходных карт поверхности и карты пучка, загружаемых в программу по расчёту, либо путем интерполяции карты пучка в процессе работы программы.

Рассмотрим первый вариант. Повторим моделирование, только теперь допустимые положения ионного пучка находятся в узлах полярной сетки, регулярной по радиусу с шагом равным 10 шагам сетки поверхности, а допустимые положения по углу задаются условием $N = n * 6$, где N — количество доступных положений на окружности, n — номер окружности от центра. Данное условие позволяет равномерно расставить положения ионного пучка на окружности с шагом близким к шагу по радиусу.

Результат этого моделирования представлен на рис. 4.

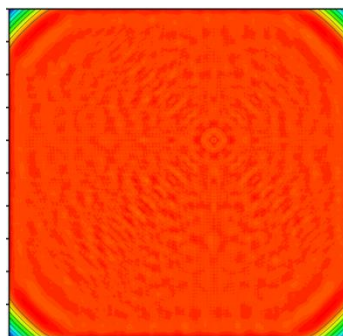


Рис 4. Результат ионной обработки, рассчитанный в полярных координатах

Можно видеть, что кольцевые структуры в таком случае становятся значительно меньше.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 22-62-00068

Литература

1. Yongbin Wang, et al. / Study on rapid convergence strategy of nano-precision optical surface by ion beam figuring // Optics Communications. Vol. 507, 2022.

Обзор существующих моделей распыления твёрдого тела под действием ионно-пучковой бомбардировки

М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*chernyshev@ipmras.ru

В работе представлен обзор существующих моделей распыления твёрдого тела под действием ионно-пучковой бомбардировки.

Введение

Поверхность, подвергаемая бомбардировке ускоренными частицами, разрушается вследствие удаления её атомов. Данное явление получило название «распыление», которое впервые было обнаружено Гроувом в 1852 году, при изучении электрических газовых разрядов. Долгое время широким признанием пользовалась теория, объясняющая ионное распыление термическим испарением атомов. Однако уже в 1908 году Штарк объяснял процесс на основе законов атомных соударений. Впервые на образование определённых элементов рельефа на поверхностях твёрдых тел в результате ионной бомбардировки указали в 1942 г. Гюнтершульце и Толльмин. Дальнейшие исследования показали, что характер и форма элементов рельефа на поверхности обусловлены параметрами ионного пучка, твёрдого тела и их взаимодействия.

Описание распыления

Физическое распыление количественно описывается коэффициентом распыления γ , который является величиной статистической и выражается как отношение среднего количества распылённых частиц к количеству налетающих ионов:

$$\gamma = \frac{\text{количество выбитых атомов}}{\text{количество налетающих частиц}}$$

На рис. 1 схематично показан процесс распыления. Бомбардирующий ион передаёт энергию атомам мишени, которые могут после небольшого числа дальнейших столкновений выйти через поверхность, если их скорость достаточна для преодоления поверхностных сил связи. Также выбиваемые атомы могут получить энергию, достаточную для выбивания вторичных, третичных атомов и т. д., часть из которых может достичь поверхности мишени и преодолеть поверхностный барьер.

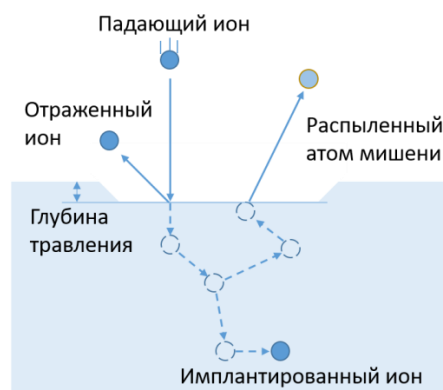


Рис. 1. Схематическое изображение процесса распыления поверхности под действием ионной бомбардировки

Следует отметить, что в результате ионной бомбардировки также создаются отраженные ионы и фотоны. Экспериментальные исследования показали, что коэффициент распыления зависит от характеристик бомбардирующих частиц (кинетическая энергия, атомная масса и угол падения входящей частицы) и параметров мишени (энергия поверхностной связи, атомная масса, плотность мишени, а также кристаллографическая ориентация плоскостей решетки относительно направления падения ионов) [1].

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (соглашение № 075-15-2021-1362).

Литература

1. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физ. распыление одноэлементных твердых тел / Пер. с англ. ; под ред. Р. Бериша. – М. : Мир, 1984. – 336 с., ил.

Программа по расчёту коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком «РМС»

М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*chernyshev@ipmras.ru

Представлено программное обеспечение «РМС», которое используется для расчёта процесса ионно-пучковой коррекции формы оптических поверхностей малоразмерным ионным пучком. Программа использует экспериментально измеренные карты поверхности и ионного пучка в качестве входных данных и выдает траекторию движения и время травления в точке. Программное обеспечение снабжено удобным пользовательским интерфейсом и интуитивно понятным алгоритмом пользования.

Введение

Развитие оптики коротковолнового диапазона длин волн (1–60 нм) сопровождается повышением требований к качеству поверхностей оптических элементов. Для достижения дифракционного предела разрешающей способности оптической системы, согласно критерию Марешаля, необходимо, чтобы точность формы элементов по среднеквадратичному отклонению удовлетворяла неравенству $RMS \leq \lambda/14$, где λ — рабочая длина волны. Учитывая применяемые в приложениях длины волн, получим, что оптические поверхности должны иметь среднеквадратичное отклонение формы от заданной порядка единиц нанометров и менее. Для достижения обозначенных точностей применяется технология ионно-пучковой обработки оптических поверхностей малоразмерным ионным источником. Перед проведением ионно-пучковой обработки происходит расчёт времени экспозиции. Время экспозиции показывает, сколько времени ионный источник должен находиться в конкретных точках поверхности для улучшения её характеристик. Для расчёта времени экспозиции требуется карта поверхности и карта ионного пучка. Ранее в ИФМ РАН был разработан алгоритм по расчёту коррекции локальных ошибок формы поверхности малоразмерным ионным пучком РМС [1]. В основе данного алгоритма лежит приближенное решение задачи деконволюции при помощи метода градиентного спуска.

Описание алгоритма РМС

Нами была разработана математическая модель процесса ионно-пучковой коррекции формы [1]. Удаление материала может быть представлено в виде

$$\tilde{S}(x, y) = S(x, y) - \sum_{i=1}^N f(x_i, y_i, x, y) * T(x_i, y_i) \quad (1)$$

где $\tilde{S}(x, y)$ — ошибка формы поверхности после ионного травления, $S(x, y)$ — ошибка формы до обработки, $T(x_i, y_i)$ — время нахождения ионного пучка напротив i -й точки поверхности (время экспозиции), а $f(x_i, y_i, x, y)$ — распределение скорости удаления материала по пятну травления. Введение функции f позволяет учесть форму пучка. Для проведения коррекции необходимо рассчитать время экспозиции $T(x_i, y_i)$. При этом коррекция в соответствии с рассчитанным временем должна приводить к улучшению характеристик поверхности. Согласно критерию

Марешаля, будем следить за такой характеристикой качества поверхности, как RMS:

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\tilde{S}(x_i, y_i) - \bar{\tilde{S}})^2} \leq \frac{\lambda}{14}. \quad (2)$$

Подставим (1) в (2):

$$RMS = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \left(\alpha_i * T^2(x_i, y_i) + \gamma_i * T(x_i, y_i) + \delta + \beta_{i,j} * T(x_i, y_i) * T(x_j, y_j) \right)}, \quad (3)$$

где α_i , β_{ij} , γ_i , δ не зависят от T . Таким образом, наша задача заключается в нахождении всех T_i таких, чтобы выполнялся критерий Марешаля и чтобы выполнялось условие $T_i > 0$. Можно видеть, что это задача оптимизации в переменных T_i , где RMS будет являться функцией потерь. Функция потерь определена и дифференцируема для любых значений T_i . Таким образом, можно использовать метод градиентного спуска, который позволяет достичь минимума. В программе реализована возможность ограничения полного времени обработки, что позволяет получить наилучший результат за минимальное время работы установки.

Пользовательский интерфейс

Для возможности использования готовой программы был разработан пользовательский интерфейс. Стартовое окно программы изображено на рис. 1.

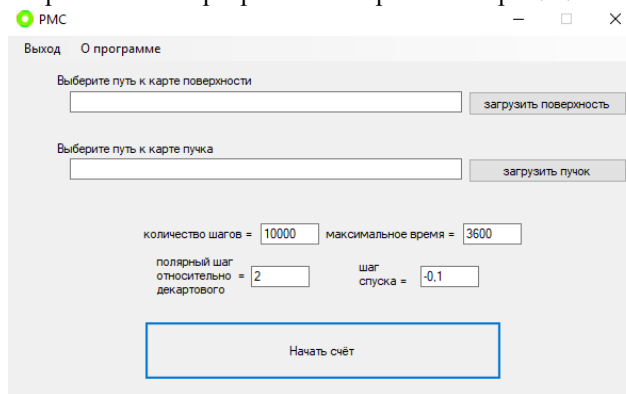


Рис. 1. Стартовое окно программы РМС

В стартовом окне пользователь указывает расположение файлов карт поверхности и ионного пучка, которые задаются в формате *.txt. Данные в файле представляются в виде трёх колонок, каждая строка при этом задаёт три декартовых координаты x , y , z . В карте поверхности z (нм) указывает отклонение поверхности в узле (x, y) , а в карте ионного пучка z (нм/с) указывает скорость удаления материала в ко-

ординате (x, y) . При этом точка $(x, y) = (0,0)$ указывает центр ионного пучка и центр детали в соответствующих картах. Важно, чтобы сетка по (x, y) была регулярной и с фиксированным шагом равным для обеих карт. Пример карт приведён на рис. 2 и 3.

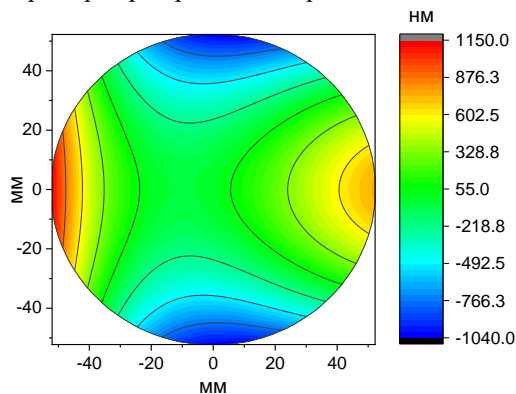


Рис. 2. Пример карты поверхности

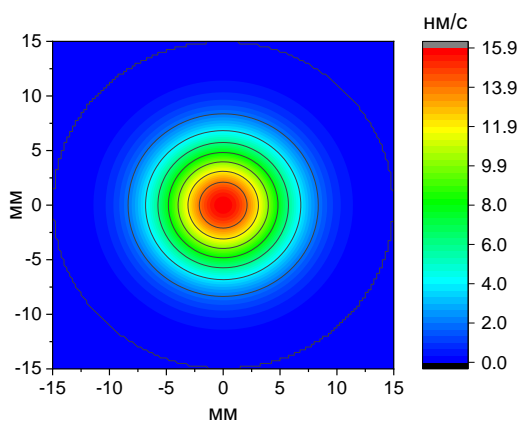


Рис. 3. Пример карты ионного пучка

Перед началом вычислений пользователь может изменить предустановленные настройки. Настройка «Количество шагов» позволяет ограничить полное время расчёта, по достижению установленного предела программа завершит своё выполнение, сохранив ответ; «Максимальное время» позволяет ограничить время рассчитываемой обработки, что удобно в случае больших деталей; «Полярный шаг относительно декартового» позволяет установить отношение шага между отдельными положениями ионного источника к шагу исходной поверхности; «Шаг спуска» позволяет изменить начальный шаг спуска.

После выбора карт и изменения настроек можно нажать кнопку «Начать счёт». После нажатия откроется окно командной строки, в котором будет отображаться актуальное состояние расчёта.

Результаты вычисления программы периодически сохраняются в процессе расчёта в папке с программой, благодаря этому можно проследить динамику поверхности. Отдельными файлами сохраняются найденное время экспозиции в декартовых и полярных координатах, а также оставшаяся после обработки ошибка формы поверхности.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0022 и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. A. Chernyshev et al. Matrix based algorithm for ion-beam figuring of optical elements // Precision Engineering. 2021. V. 69. P. 29–35.

Развитие метода анализа систематической ошибки, возникающей при интерферометрических измерениях

А. И. Артюхов, И. В. Малышев, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, М. Н. Торопов, А. К. Чернышев*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*chernyshev@ipmras.ru

Систематическая ошибка, возникающая в процессе интерферометрических измерений, оценивается при помощи метода поворотов. В работе обсуждаются принципы вычисления и приводится возможность дальнейшей модернизации представленного метода.

Введение

Интерферометрия — метод измерения физических величин, основанный на явлении интерференции электромагнитных волн и измерении разности фаз между ними. Разработанный в ИФМ РАН интерферометр с дифракционной волной сравнения позволяет измерять aberrации волнового фронта с точностью на уровне 0.7 нм. Однако полученная интерференционная картина содержит в себе не только информацию об измеряемом объекте, но и об интерферометре, а также о среде между ними. На практике это приводит к тому, что регистрируются потоки тёплого воздуха, пылинки на поверхности оптических элементов внутри корпуса интерферометра и т.д. Систематической ошибкой интерферометра будем называть aberrации волнового фронта, возникающие на оптических элементах внутри интерферометра и не зависящие от измеряемого объекта.

Ранее для разделения вкладов интерферометра и измеряемого объекта был предложен метод поворотов [1]. Согласно данному методу необходимо провести три измерения, при которых исследуемое зеркало поворачивается на 120 градусов против часовой стрелки, а измерительная система находится неподвижно. В результате измерений получаются три карты aberrаций, сопоставляя которые, можно вычислить форму поверхности измеряемого оптического элемента и систематическую ошибку интерферометра. Картой aberrаций будем называть зависимость значений измеренной aberrации волнового фронта от координат x, y , в которых данная aberrация была зарегистрирована.

Принцип вычисления

Три измеренные карты aberrаций содержат в себе как ошибки формы поверхности зеркала, так и систематическую ошибку интерферометра. Математически это может быть записано в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} I_0(xy) = Z_0(xy) + C.O(xy) + O_0(xy) \\ I_{120}(xy) = Z_{120}(xy) + C.O(xy) + O_{120}(xy), \\ I_{240}(xy) = Z_{240}(xy) + C.O(xy) + O_{240}(xy) \end{cases} \quad (1)$$

где нижний индекс указывает градус поворота измеряемого зеркала; $I_0(xy)$ — показывает результат измерения aberrаций в точке с координатой (xy) , измеряемое зеркало находится в положении 0° ; $Z_0(xy)$ — показывает ошибки формы поверхности зеркала в

положении 0° , в точке с координатой (xy) ; $C.O(xy)$ показывает систематическую ошибку интерферометра, в точке с координатой (xy) ; $O_0(xy)$ — показывает не систематическую ошибку при измерении в положении 0° , в точке с координатой (xy) .

При этом систематическая ошибка и карта зеркала заранее неизвестны и одинаковы для всех измерений. Карта Z_{240} получается из карты Z_{120} поворотом на 120° против часовой стрелки. Аналогично связаны между собой карты Z_{120} и Z_0 . Таким образом, задача по разделению систематической ошибки и карты зеркала сводится к нахождению Z_0 и $C.O$. Ранее было показано, что наилучший результат получается при использовании метода наименьших квадратов, что может быть записано как минимизация функции (2), которая является суммой квадратов несистематических ошибок, возникающих в (1):

$$Error = \sum_{x,y,k} O^2_k(x,y) \rightarrow min. \quad (2)$$

На практике представленный метод позволяет решать различные задачи, такие как нахождение вклада волнового корректора в измеренные aberrации, оценка статистической ошибки интерферометра, нахождение деформации вызванной весом зеркала и т.д. Но существуют ограничения применимости данного метода. К ним относятся невозможность разделить aberrации, переходящие сами в себя при повороте на 120° .

Реализация метода

Решение было реализовано в программном пакете Matlab по итерационному методу наименьших квадратов. В программу загружаются три измеренные карты поверхности, рис. 1, $a - в$. Результат работы программы представлен на рис. 1, $г - е$.

Развитие метода

В настоящее время начата модернизация представленного метода. Для повышения точности и уменьшения неразделимой части aberrации было решено проводить 12 измерений, угол поворота исследуемого зеркала между измерениями составляет 30° . В таком случае ожидается снижение амплитуды aberrации, которую невозможно однозначно отнести к измеряемому зеркалу либо к систематической ошибке. Кроме того ожидается снижение влияния шумов на измеряемые карты.

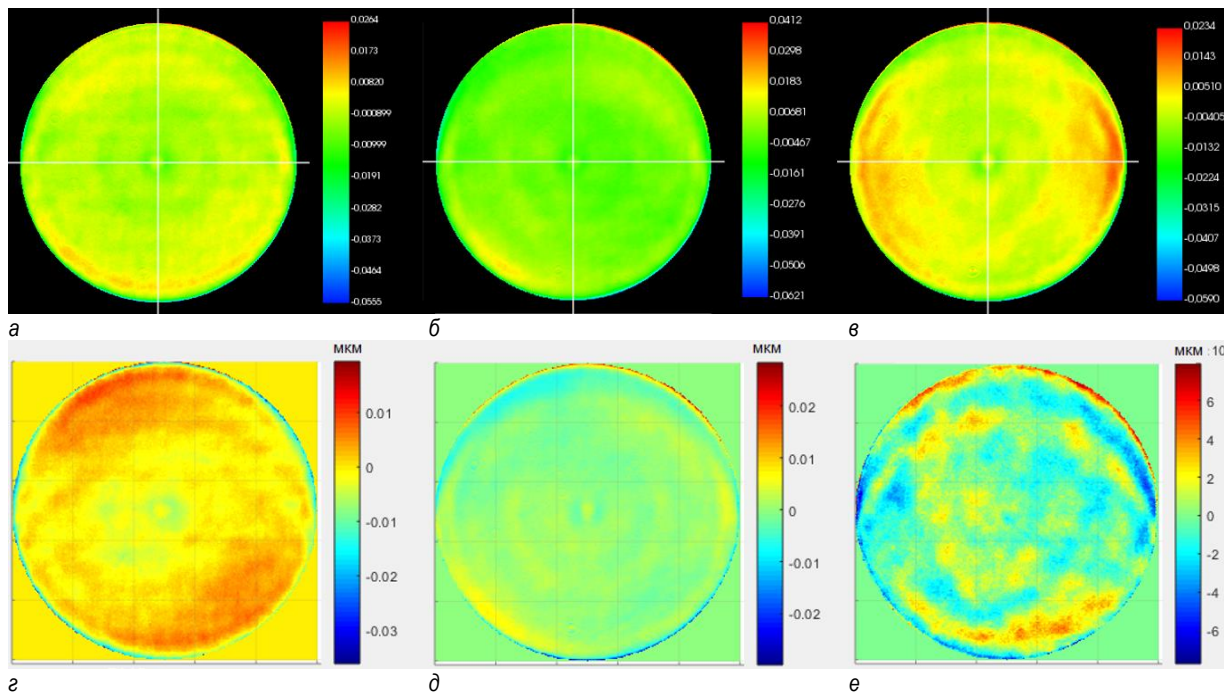


Рис. 1. Измеренные карты aberrаций: *a* — зеркало находится в положении 0° RMS = 4.9 нм, PV = 82 нм; *б* — зеркало находится в положении 120° RMS = 6.1 нм, PV = 103 нм; *в* — зеркало находится в положении 240° RMS = 5.5 нм, PV = 82 нм. Результат работы программы: *г* — найденная карта зеркала Z_0 RMS = 3.7 нм, PV = 55 нм; *д* — карта систематической ошибки С.О. RMS = 2.5 нм, PV = 58 нм; *е* — карта ошибок O_0 RMS = 1.5 нм, PV = 15 нм

Финансирование

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2021-1361) и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

Литература

1. I. V. Malyshev, et al. / Problems in the application of a null lens for precise measurements of aspheric mirrors // Applied Optics. Vol. 55, Issue 3. P. 619–625 (2016).

О численном моделировании трековых мембран, используемых в качестве коллиматоров рентгеновского излучения

Р. М. Фещенко*, А. В. Митрофанов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991

*rusl@sci.lebedev.ru

В работе представлены результаты численного моделирования распределения амплитуды поля излучения в сквозных цилиндрических порах микронных размеров в полимерных трековых мембранах в диапазоне длин волн 13,5–30,4 нм. Вычисления проводились с помощью 3D параболического волнового уравнения методом конечных разностей с точным прозрачным граничным условием. Были рассчитаны зависимости коэффициента пропускания рентгеновского излучения через пору как функции угла падения излучения, а также диаметра поры. Для мембран с определенными толщинами и диаметрами пор результаты расчетов угловых характеристик пропускания сравниваются с известными по литературе результатами экспериментальными измерениями. Показано, что согласие расчетов с экспериментальными измерениями может быть обеспечено введением переходного слоя для внутренней поверхности стенок пор.

Введение

Полимерные (ПЭТФ — полиэтилентерефталат, майлар) трековые мембраны со сквозными порами, имеющими микронный или субмикронный диаметр, применяются в качестве элементов оптики мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового диапазона (длины волн: $1 < \lambda < 100$ нм) [1–4]. В частности, трековые мембраны могут играть роль компактных коллиматоров мягкого рентгеновского излучения и элементов фокусирующей оптики. Они также могут обеспечивать защиту детектора излучения от интенсивной прямой и боковой фоновой засветки, как правило, от длинноволнового излучения изучаемого объекта, например Солнца, или от аппаратных бликов в УФ, видимом и ИК-диапазонах спектра.

Численное моделирование

Прохождение мягкого рентгеновского излучения с длинами волн 13,5–30,4 нм через цилиндрическую сквозную пору в мембране из ПЭТФ моделировалось с использованием 3D параболического уравнения вида

$$2ik \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - k^2(\varepsilon(x, y) - 1)u, \quad (1)$$

где u — амплитуда поля, (x, y, z) — декартовы координаты, $\varepsilon(x, y) = n^2 = 1 - 2\delta + 2i\beta$ — комплексная диэлектрическая проницаемость полиэтилентерефталата, $k = 2\pi/\lambda$ и n — показатель преломления. Оптические константы полимера α и β брались из [5]. В данной спектральной области сплошной материал на толщине мембран (несколько мкм) непрозрачен, но из-

лучение может распространяться с некоторыми потерями в сквозных порах.

Методы моделирования, использованные здесь, являются дальнейшим развитием результатов работы [6], в которой для моделирования прохождения излучения через цилиндрические поры при нормальном падении рентгеновского излучения на плёнку применялось 2D параболическое уравнение. Соответственно, 3D параболическое уравнение (1) решалось с использованием безусловно стабильной конечно-разностной схемы Кранка — Николсона, но в прямоугольной вычислительной области с использованием простой прямоугольной сетки. В качестве граничного условия использовалось точное прозрачное граничное условие для прямоугольной вычислительной области, сформулированное в работе [7]. Мембрана с порой освещалась плоской волной, падающей под углом θ (в плоскости (y, z)), изменяющимся в пределах от 0 до 0,3 рад. Все вычисления проводились с помощью специально созданных для этой цели программных кодов в среде Matlab. Для улучшения соответствия с экспериментальными данными границы стенок поры с вакуумом считались не резкими, а имеющими некоторое размытие, описываемое функцией ошибок. Коэффициент прохождения T через пору рассчитывался как отношение полного потока излучения, прошедшего через всю квадратную вычислительную область на последнем шаге моделирования, к потоку излучения, падающему на входное отверстие поры.

Расчётные квадраты амплитуды поля внутри поры показаны на рис. 1.

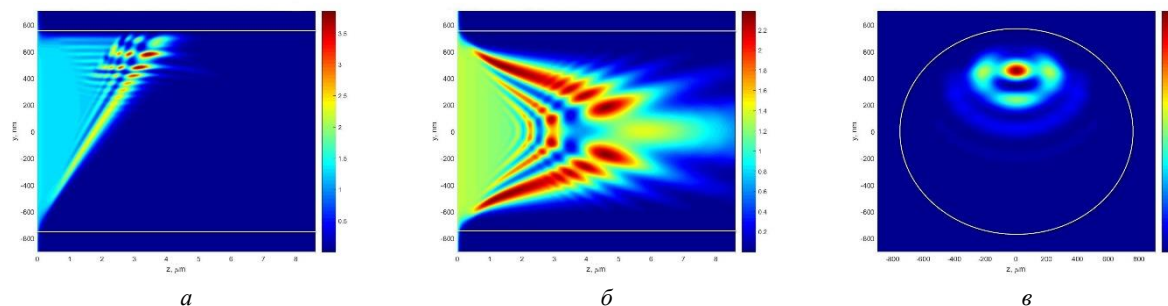


Рис. 1. Распределения квадрата амплитуды поля в цилиндрической поре в плоскостях $a - (y, z)$, $b - (x, z)$ и $v - (x, y)$ для длины волны 30,4 нм при толщине переходного слоя равной $d = 42$ нм и угле падения 0,06 рад

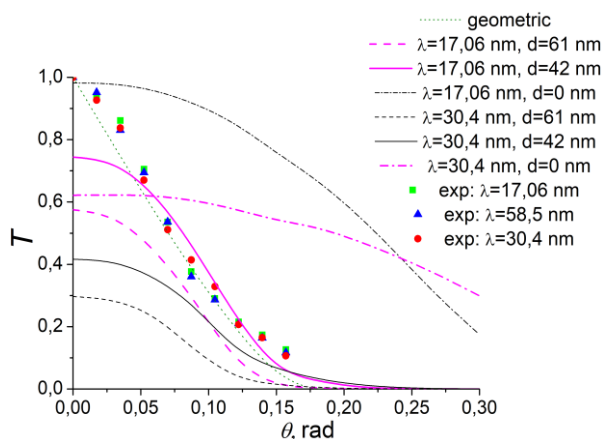


Рис. 2. Рассчитанные и измеренные [4] коэффициенты прохождения через пору в плёнке ПЭТФ как функции угла падения излучения на мембрану для различных длин волн. Различными линиями показаны результаты для разных моделей и толщин переходного слоя

Рассчитанные для длин волн 17,06 нм и 30,4 нм и экспериментально измеренные (для тех же длин волн плюс для длины волны 58 нм) коэффициенты прохождения T через пору показаны на рис. 2 как функции угла падения θ . Также приводятся результаты расчёта по простой геометрической формуле. Из рис. 2 видно, что пора с идеальными стенками должна обладать значительным пропусканием излучения на больших углах падения вплоть до критических углов для соответствующих длин волн.

Измеренные же значения коэффициентов пропускания трековых мембран хорошо описываются простой геометрической формулой. Также видно, что на длине волны 17,06 нм наблюдается хорошее соответствие между результатами численных расчётов и измерений, если добавить в модель некоторое размытие

диэлектрической проницаемости на стенках поры, равное по толщине $d = 42$ нм.

Заключение

В работе сравниваются результаты расчетов коэффициентов прохождения через цилиндрическую пору в ПЭТФ-мембране, выполненных с использованием 3D параболического уравнения, с результатами измерений [4] для длин волн 17,06 нм и 30,4 нм. Отмечается влияние рельефа стенок поры на вид угловых кривых пропускания, что учитывалось введением переходного слоя на поверхности. Выявлено совпадение результатов расчётов с измерениями при толщине переходного слоя 42 нм на длине волны 17,06 нм.

Литература

1. M. Dominique et al. // *Applied optics*. – 2009. – Т. 48, №. 5. – С. 834–841.
2. А. В. Митрофанов // *Квантовая электроника*. – 2018. – Т. 48, №. 2. – С. 105–114.
3. А. V. Mitrofanov, P. Y. Apel // *NIM B* – 2006. – Т. 245, № 1. – С. 332–336.
4. А. В. Митрофанов, П. Ю. Апель // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2009. – Т. 73, № 1. – С. 61–65.
5. *X-Ray Interactions with Matter*, 2010. URL: www.cxro.lbl.gov/optical_constants/.
6. А. В. Митрофанов, А. В. Попов, Д. В. Прокопович // *Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии*. – 2020. – Т. 12, №. 2. – С. 173–190.
7. R. M. Feshchenko, F. V. Popov // *JOSA A*. – 2011. – Т. 28, №. 3. – С. 373–380.

Управление составом и протяженностью межфазных границ в многослойных рентгеновских зеркалах с целью повышения их отражательной способности

Е. О. Филатова^{1,*}, С. С. Сахоненков¹, А. У. Гайсин¹, В. Н. Полковников²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

²Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*elenaofilatova@mail.ru

Реализован комплексный подход к разделному определению параметров переходных слоев в многослойных зеркалах (шероховатости, химического состава и протяженности) путем совместного применения рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и рентгеновской рефлектометрии, а также других вспомогательных методов. Предложена методология исследований, учитывающая все особенности систем, которая позволила достоверно определить состав переходных областей, образующихся в процессе нанесения слоев и дать им теоретическое обоснование. Установлено полное перемешивание соседних слоев в короткопериодных многослойных зеркалах. Предложены пути решения данной проблемы. Установлены оптимальные конфигурации исследованных многослойных зеркал, обеспечивающие их максимальную отражательную способность.

Введение

Основным фактором, приводящим к понижению экспериментальных значений коэффициентов отражения многослойных зеркал (МЗ), является снижение оптического контраста между слоями в результате формирования переходного слоя, обусловленного межслоевой шероховатостью и/или перемешиванием материалов слоев с образованием химических соединений или взаимодиффузией. В различных многослойных структурах протяженность переходного слоя может составлять от десятых до единиц нанометров. Особенно критичным формирование переходных слоев становится в короткопериодных зеркалах (период $d < 3$ нм), где их протяженность может быть сопоставима с толщиной всего слоя. Для уменьшения протяженности переходных слоев применяют различные методики, среди которых можно выделить ионное ассистирование, нитридизацию и использование тонких барьерных слоев на границах раздела. Именно методика барьерных слоев была применена к многослойным структурам на основе пар материалов Mo/Be, W/Be, Cr/Be, Al/Be, Ru/Sr, Cr/Ti и Cr/Sc с целью управления их отражательными характеристиками.

Поскольку рассмотренные МЗ являются перспективными оптическими элементами для космического, литографического и синхротронного приложений, для них чрезвычайно важна устойчивость оптических параметров к процессам нагрева: используемые зеркала подвергаются воздействию высоких температур и сильного потока излучения.

Основным методом исследования является метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), общепризнанный метод элементного и химического анализа веществ, но до недавнего времени практически не использовавшийся при анализе строения многослойных структур.

В то же время, как показали проведенные исследования, он является весьма эффективным методом, а при использовании дополнительных методов исследования, таких как XRR, XRD и ПЭМ, позволяет получить полную информацию о многослойной структуре.

Детали эксперимента

Все МЗ были синтезированы методом магнетронного распыления. Анализ химического состава слоев, составляющих многослойные покрытия, проводился с использованием РФЭС на 4 различных установках: лабораторной установке Escalab 250 Xi ресурсного центра «Физические методы исследования поверхности» научного парка СПбГУ; лабораторном модуле ЭСХА экспериментальной станции НаноФЭС Курчатовского специализированного источника синхротронного излучения «КИСИ-Курчатов»; станции P22 NAXPES, установленной на канале вывода синхротронного излучения P22 накопительного кольца PETRA-III; станции RGL-PES, установленной на российско-германском канале вывода синхротронного излучения накопительного кольца BESSY-II. Метрологические исследования МЗ проводились на станции «Reflectometer», установленной на канале вывода синхротронного излучения «Optics beamline PM-1» (BESSY-II).

Эксперименты с использованием просвечивающей электронной микроскопии проведены на микроскопе Zeiss Libra 200FE ресурсного центра «Нанотехнологии» СПбГУ. Рентгеновская рефлектометрия (XRR) и рентгеновская дифракция скользящего падения (GIXRD) были реализованы на приборе Bruker «D8 DISCOVER».

Результаты и обсуждение

Разноплановое изучение узкополосного зеркала Si/[Mo/Be]₁₁₀, рассчитанного на длину волны $\approx 11,3$ нм, позволило продвинуться в область жесткой ультрафиолетовой литографии, что представляет огромный интерес при создании объективов для проекционной литографии. Определена конфигурация многослойного зеркала Si/[Mo/B₄C/Be]₁₁₀, обеспечивающая наибольший пиковый коэффициент отражения и термическую стабильность зеркала до 300 °С, таким образом, расширяется область рабочих температур структуры.

Изучение короткопериодных структур W(Cr)/Be и Cr/Sc позволило выявить полное перемешивание соседних слоев, поэтому была применена техника

барьерных слоев. Установлено, что осаждение Si как на поверхность Ве, так и на поверхность W несколько уменьшает шероховатость поверхности. Введение тонкого барьерного слоя В₄С привело к небольшому ограничению перемешивания исходных слоев в результате формирования борида и/или карбида W, что позволило увеличить отражательную способность МЗ в 1.6 раза независимо от порядка осаждения барьерного слоя.

Исследование термической стабильности МЗ Cr/Sc с барьерными слоями и без них обнаружило поверхностную сегрегацию скандия в случае отжига при температуре 450 °С, что является следствием дополнительного перемешивания слоев Cr и Sc в процессе отжига. По мере повышения температуры происходит укрупнение зерна в структуре, сопровождающееся ее текстурированием в направлении Sc[001]. Нанесение Ве барьерного слоя на хром в структуре Cr/Sc приводит к большей отражательной способности системы [Cr/Ве/Sc]₂₀₀ (~53%) по сравнению с инверсной системой [Sc/Ве/Cr]₂₀₀ (~44%). В целом введение Ве барьерного слоя предотвращает текстурирование в системе по мере повышения температуры отжига, но не препятствует процессу кристаллизации при высоких температурах. Введение Si барьерного слоя позволяет получить еще большее отражение (~70%) и позволяет ограничить перемешивание Cr и Sc, сохраняя слоистость структуры и ее аморфность в диапазоне рассмотренных температур (до 450 °С).

В МЗ на основе пары материалов Ru и Sr (рабочий диапазон длин волн 9–12 нм) установлено сильное перемешивание материалов слоев Sr и Ru. Использование слоев В₄С/Ru с номинальными толщинами 0.4 нм и 1.9–2.5 нм соответственно позволило

вблизи поверхности ограничить окисление слоев стронция и существенно улучшить временную стабильность системы.

Установлено, что высокотемпературный отжиг МЗ Ti/Cr с $d = 4.34$ нм приводит к образованию в многослойной структуре кристаллитов чистого титана и TiCr₂. При отжиге до температуры 500 °С в структуре появляются внутренние напряжения. Отжиг до 700 °С приводит к полному перемешиванию многослойного покрытия с подложкой с образованием CrSi₂. Для предотвращения образования соединения Cr-Ti можно использовать нитридизацию слоев, а также, учитывая область длин волн, в которой предполагается использование МЗ, оксидирование.

Для МЗ Al/Ве достигнут пиковый коэффициент отражения 43% при $\lambda = 17.14$ нм, при теоретически возможном ~70%. Нанесение барьерного слоя Si на слой Ве позволило увеличить коэффициент отражения с 43% до 60% при $\Delta\lambda = 0.4$ нм, что является рекордом на данный момент. Исследование термической стабильности МЗ Ве/Al указывает на усиление диффузии бериллия к поверхности начиная с 200 °С. При этом оксиды Ве и Al в качестве поверхностных защитных слоев остаются стабильными вплоть до температуры 500 °С. Нанесение барьерного слоя Si на Ве повышает термостойкость системы. Нанесение слоя кремния на слой алюминия приводит к образованию двух направлений роста кристаллитов алюминия, что должно приводить к росту величины шероховатости на границах.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-72-20125.

Эффект ускорения в квантовой механике и нейтронная оптика

А. И. Франк*, М. А. Захаров, Г. А. Кулин

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Московская обл., 141980
*frank@jinr.ru

Недавние исследования взаимодействия волнового пакета с потенциальными структурами, двигающимися с ускорением, продемонстрировали, что результатом такого взаимодействия является изменение спектра скоростей. Это согласуется с представлением об универсальности эффекта ускорения, заключающегося в изменении частоты волны в результате рассеяния на ускоряющихся объектах. Можно полагать, что ЭУ справедлив и в случае рассеяния нейтрона на атомных ядрах ускоряющегося вещества. Эта гипотеза находится в противоречии с основными предположениями, положенными в основу существующей теории дисперсии нейтронных волн в веществе.

Введение

Эффект ускорения (ЭУ), существование которого было недавно предсказано [1, 2], является обобщением открытого ранее оптического эффекта ускоряющегося вещества (ЭУВ) [3, 4]. Он заключается в том, что результатом взаимодействия волны с объектом, движущимся с ускорением, является изменение частоты и энергии, определяемое величиной ускорения объекта и временной задержкой, вносимой объектом. Этот сдвиг частоты определяется выражением

$$\Delta\omega = ka\Delta t, \quad (1)$$

полученным на основе квазиклассических представлений. Здесь k — волновое число, a — ускорение объекта и Δt — временная задержка, обусловленная взаимодействием.

В некоторых отношениях ЭУ похож на эффект Доплера (ЭД), однако изменение частоты волны определяется не скоростью объекта, а ускорением. С некоторыми оговорками эффект можно интерпретировать как дифференциальный ЭД, при котором поглощение и излучение волны разделены временным интервалом, в течение которого изменяется скорость объекта. Важнейший вопрос заключается в следующем: справедлив ли ЭУ в квантовой механике, где процесс взаимодействия частицы с объектом едва ли можно разделить на фазу поглощения и излучения.

Эффект ускорения в квантовой механике

Известно, что в квантовой механике любое взаимодействие также не является мгновенным процессом и, следовательно, неизбежно связано с задержкой во времени. Таким образом, можно ожидать, что любой элементарный рассеиватель, движущийся с ускорением, должен менять частоту волны.

В работе [2] делалось предположение, что в квантовых процессах изменение частоты также должно качественно описываться формулой (1), где временная задержка Δt определяется в первом приближении так называемым групповым временем задержки (ГВЗ) [5, 6]:

$$\tau = \hbar \frac{d\varphi}{dE}. \quad (2)$$

Здесь φ — фаза амплитуды волны, испытавшей взаимодействие, например рассеяние, а E — энергия.

Проверке этого предсказания была посвящена работа [7]. В ней приведены результаты квантовых расчетов эволюции спектра ультрахолодных нейтро-

нов (УХН) при взаимодействии с рядом потенциальных структур, движущихся с ускорением. Во всех случаях результатом взаимодействия было изменение спектра скоростей, соответствовавшего по порядку величины соотношению (1), где в качестве времени взаимодействия фигурирует ГВЗ. Таким образом, гипотеза о справедливости ЭУ в квантовой механике получила подтверждение.

ГВЗ при рассеянии нейтрона на атомном ядре

Приняв, что ЭУ справедлив и в квантовых явлениях, естественно предположить, что ЭУ должен иметь место и при рассеянии нейтрона на атомных ядрах, движущихся с ускорением. Величину ГВЗ для этого случая легко оценить. Помня, что величина пространственного сдвига рассеянной на ядре волны по отношению к исходной есть длина рассеяния b , и приравняв ее величине $v\tau$, где v — скорость нейтрона, немедленно получаем для временной задержки:

$$\tau = \frac{b}{v}. \quad (3)$$

К этому же результату легко прийти путем несложных вычислений исходя из (2).

Приняв для длины рассеяния типичное значение $b = 5 \cdot 10^{-13}$ см, получим, что для тепловых нейтронов со скоростью 2200 м/с величина ГВЗ при рассеянии на одиночном ядре составляет $\tau_{\text{th}} = 2 \cdot 10^{-18}$ с. Для УХН, имеющих скорость 5 м/с, эта величина равна $\tau_{\text{th}} = 2 \cdot 10^{-15}$ с.

К эффекту ускорения при рассеянии нейтрона на атомном ядре

Поскольку акт рассеяния нейтронной волны на атомном ядре сопряжен с временной задержкой (3), то естественно предполагать, что при рассеянии нейтронов на ядрах ускоряющегося вещества должен иметь место эффект ускорения, в соответствии с которым энергия нейтрона должна меняться на величину $\Delta E = \hbar \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ определяется (1). Можно полагать, что происходящая при этом передача импульса происходит в направлении ускорения, поскольку это единственная векторная величина, входящая в соотношения, определяющие ЭУ. Из этого предположения вытекают важнейшие следствия.

Предположив, что ЭУ справедлив для рассеяния нейтрона на атомном ядре, мы с неизбежностью при-

ходим к заключению, что в случае среды, движущейся с ускорением, рассеяние нейтронов на атомных ядрах оказывается неупругим и неизотропным. Это очевидным образом противоречит основным предположениям, положенным в основу существующей теории дисперсии нейтронных волн в веществе. Отсюда следует необходимость фактически заново создать теорию дисперсии нейтронных волн в ускоряющейся среде. Возможность отличия закона дисперсии в ускоряющейся среде от случая покоящейся или равномерно движущейся сред обсуждалась ранее в [3, 8].

Необходимо отметить, что существование ЭУ в единичном акте рассеяния на ядре хотя и кажется весьма вероятным, но все-таки остается на уровне гипотезы. Дело в том, что вывод об универсальности ЭУ основан на квазиклассических представлениях [2]. В экспериментах по наблюдению ЭУВ критерий квазиклассичности, сформулированный в [9], выполнялся с большим запасом. В расчетах [7] этот критерий также в основном выполнялся, хотя метод расчета, будучи по определению квантовым, этого и не требовал. В рассматриваемом же случае рассеяния на одиночном ядре время τ столь мало, что при сколь угодно разумной величине ускорения ожидаемое изменение энергии $\Delta E = \hbar k a \tau$ на много порядков меньше величины \hbar/τ .

По-видимому, вопрос требует дополнительных исследований. Не обсуждая здесь возможные теоретические подходы к этой проблеме, укажем, что, как отмечалось в [10], уже сейчас имеется возможность проверки закона дисперсии нейтронов в ускоряю-

щейся среде в экспериментах по дифракции нейтронов на поверхностных акустических волнах. В частности, в недавнем эксперименте [11] величина ускорения атомов приповерхностного слоя, в котором формируется отраженная дифракционная волна, достигала впечатляющей величины $5 \cdot 10^8$ м/с², что, вероятно, не является пределом. Такого рода работы должны быть продолжены.

Литература

1. А. И. Франк // XXIII Международный симпозиум «Нанопизика и наноэлектроника». Т. 1. С. 527 (2019).
2. А. И. Франк // УФН, 190, 539 (2020).
3. А. И. Франк, П. Гелтенборг, М. Жентшель, и др. // ЯФ. 71, 1686 (2008).
4. A. I. Frank // PEPAN, 47, 647 (2016).
5. D. Bohm // Quantum Theory (New York: Prentice-Hall, 1951) p. 257–261.
6. E. P. Wigner // Phys. Rev. 98, 145 (1955).
7. M. A. Zakharov, G. V. Kulin, A. I. Frank // Eur. Phys. J. D. 75, 47 (2021).
8. А. И. Франк // Письма в ЖЭТФ, 100, 696 (2014).
9. В. Г. Носов, А. И. Франк // ЯФ, 61, 686 (1998).
10. G. V. Kulin, A. I. Frank, V. A. Bushuev et al. // Phys. Rev. B, 101, 165419 (2020).
11. Г. В. Кулин, А. И. Франк, Н. В. Реброва и др. Новый эксперимент по нестационарной дифракции нейтронов на поверхностной акустической волне // Настоящий сборник.

Пелликлы для промышленной проекционной литографии на длинах волн 11,4 и 13,5 нм

С. Ю. Зуев, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, Н. Н. Салащенко, Н. Н. Цыбин*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*tsybin@ipmras.ru

Приведен краткий обзор современного состояния в области промышленного производства пелликлов (тонкопленочных защитных экранов) для ЭУФ-сканеров компании ASML. Проведено качественное сравнение технологии изготовления сверхтонких пленок в ASML и в ИФМ РАН. Описаны имеющиеся заделы в области разработки пелликлов на длины волн 11,4 и 13,5 нм в ИФМ РАН.

Введение

В промышленных установках проекционной литографии, работающих на длине волны 13,5 нм, в оптической схеме используются несколько тонкопленочных элементов. Наиболее проблемным с точки зрения изготовления является тонкопленочный защитный экран, так называемый пелликл, устанавливаемый перед фотошаблоном (маской). Пелликл защищает поверхность фотошаблона от попадания загрязнений, которые иначе могут негативно влиять на изображение, получаемое на подложке с резистом.

Чтобы искажения, вносимые самим пелликлом при двукратном прохождении фронта излучения через него, были минимальны, пелликл должен быть как можно более прозрачен на длине волны 13,5 нм. Так как непоглощающих материалов в экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне длин волн нет, то в качестве материалов для пелликла выбирают наименее поглощающие, а толщину пленки стараются сделать как можно меньше. С учетом большой площади маски (104×132 мм) изготовить с такой площадью пелликл толщиной около 20–40 нм (чтобы обеспечить более 90% пропускания на длине волны 13,5 нм за один проход) не простая технологическая задача. Кроме того, увеличение мощности лазерно-плазменного источника ЭУФ-излучения для повышения производительности сканера ведет к росту термических нагрузок, в том числе на пелликл, что негативно сказывается на времени его жизни и стабильности характеристик. С увеличением числа ЭУФ-сканеров по всему миру необходимо и большее количество пелликлов, исчисляемое тысячами штук в год.

Что касается развития ЭУФ-литографии в России, то тут кроме длины волны 13,5 нм рассматриваются и более короткие длины волн (наиболее перспективная — 11,4 нм, для которой имеются многослойные покрытия с высоким коэффициентом отражения [1] и на которую может оказаться эффективным источник излучения на основе ксеноновой плазмы [2]). Несмотря на близость длин волн, большинство предложенных пелликлов на длину волны 13,5 нм (в том числе и используемых в сканерах) не эффективны при использовании на длине волны 11,4 нм, так как содержат Si, который становится относительно непрозрачным перед $L_{2,3}$ -краем (длина волны ~ 12,5 нм).

Современное состояние

На рис. 1 показана дорожная карта по пелликлам, взятая из статьи [3]. Если в первых ЭУФ-сканерах

компании ASML использовались пелликлы на основе поликристаллического кремния (p-Si), то сейчас применяются термически более стойкие (способные работать сотни часов при температурах вплоть до 800 °С) пелликлы на основе кристаллизованных силицидов (вероятнее всего, силицида молибдена). Предполагается, что оптимизация материала и толщины нанометровых покрытий (применяемых в основном с целью снижения тепловой нагрузки за счет увеличения излучательной способности пелликла), а также уменьшения толщины пелликла позволит в ближайшие годы использовать данный вид пелликлов с более мощными (> 250 Вт в промежуточном фокусе) ЭУФ-источниками.

Тем не менее активно продолжается поиск термически еще более стойких материалов, например, на основе углерода (в стадии разработки пелликлы из углеродных нанотрубок, из графита, карбидов металлов). Недостаток углеродсодержащих пелликлов в том, что они могут деградировать при нагреве вследствие взаимодействия с атомарным водородом, присутствующим в атмосфере сканера и используемым, чтобы снизить скорость загрязнения оптических элементов схемы оловом из ЭУФ-источника излучения. Добавление защитных покрытий на поверхности таких пелликлов может существенно замедлить скорость их деградации.

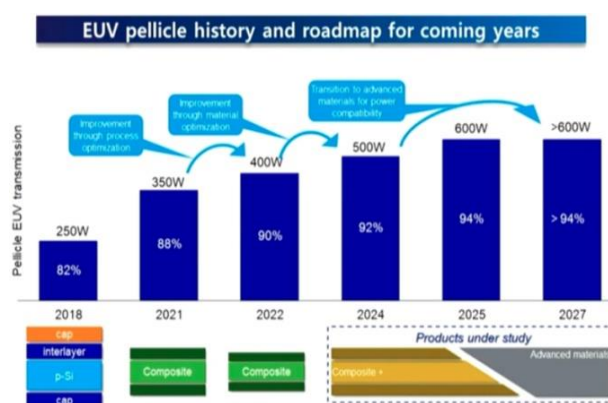


Рис. 1. Дорожная карта по пелликлам (ASML)

Отметим, что углеродсодержащие пелликлы могут использоваться на длинах волн короче 13,5 нм, так как K -край поглощения углерода располагается на длине волны около 4,43 нм.

Изготовление, сборка, тестирование и отделение годных пелликлов исходно не были механизированы. Чтобы удовлетворить возрастающим потребностям,

необходимо было все процессы автоматизировать. Начиная с 2015 года появляются автоматизированные стенды по сборке пелликлов в ASML, с 2021 года их производство было переведено в Mitsui Chemicals (Япония), где установлено оборудование для производства 7000 пелликлов в год. Предполагается, что в 2023 году потребность уже превысит эту величину, а к 2025 году достигнет величины в 25000 шт./год.

Сравнение подходов

Для изготовления сверхтонких пленок в ASML применяется метод вытравливания отверстия в кремниевой пластине, на лицевую поверхность которой нанесена структура пелликла. Это дает возможность изготавливать, например, кристаллизованные пленки, получаемые из напыленных пленок путем вакуумного (или в инертном газе) отжига.

В ИФМ РАН развита иная технология изготовления свободновисящих пленок с использованием жертвенного слоя. Термический отжиг пленки до отделения от подложки в этом случае практически невозможен, так как при этом материал жертвенного слоя химически взаимодействует с материалом пелликла или кремнием из подложки, что препятствует его растворению. По этой причине свободновисящие пленки имеют аморфную или мелкокристаллическую структуру, а потому в данном случае предпочтительны материалы с высокой температурой кристаллизации. Недостаток этой методики в том, что необходимо освобожденную от подложки и плавающую на поверхности жидкого травителя сверхтонкую пленку большой апертуры высадить на рамку с отверстием, что может привести к повреждению хрупкой пленки. Эта проблема отчасти решается путем применения упрочняющего полимерного слоя. Еще одним недостатком технологии является и то, что она менее

пригодна для автоматизации, что может в будущем служить препятствием для увеличения количества выпуска пелликлов.

Преимущество же методики заключается в возможности изготавливать пелликлы из большего числа различных материалов. На длину волны 11,4 нм нами были предложены материалы на основе Ве. Было показано, что Ве- и Мо/Ве-структуры, пропускающие ~88% ЭУФ-излучения, способны выдержать термические нагрузки при использовании источника ЭУФ-излучения с мощностью до 40 Вт. Для более мощных источников (до 100 Вт) можно использовать в качестве пелликлов менее прозрачные Ru пленки. На длину волны 13,5 нм высокую термическую стабильность показали азотированные пленки из силицида молибдена с 80% коэффициентом пропускания (способные работать при мощности ЭУФ-излучения до 100 Вт).

Таким образом, имеется задел с точки зрения материалов для пелликлов, способных работать при небольших мощностях ЭУФ-источников. Можно ожидать, что используемая в ИФМ РАН методика позволит выпускать сотни пелликлов в год.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30029.

Литература

1. R. M. Smertin, N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov *et al.* // *Opt. Express* **30**(26), 46749 (2022).
2. N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, S. Yu. Zuev *et al.* // *AIP Advances* **8**, 105003 (2018).
3. M. van de Kerkhof, A. Klein, P. Vermeulen *et al.* // *Proc. SPIE* **12051**, 120510B (2022).

Свойства короткопериодных многослойных рентгеновских зеркал Mo/W₄C

В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников*, К. В. Дуров, С. А. Гарахин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
shaposhnikov-roma@mail.ru

В работе представлены результаты исследования отражательных характеристик короткопериодных зеркал на основе пары материалов Mo/W₄C. В рамках исследования была продемонстрирована термическая стабильность исследуемых структур. При отжиге зеркал в течение часа при температурах до 300 градусов деградации отражательных характеристик не наблюдалось.

Введение

Актуальной задачей современной рентгеновской оптики является разработка и создание короткопериодных многослойных зеркал. Одним из практических приложений таких структур является их использование в монохроматорах синхротронного излучения жесткого рентгеновского диапазона (10–40 кэВ). Данные зеркала должны обладать высокими значениями спектральной селективности ($\Delta\lambda/\lambda < 1\%$) и коэффициента отражения. Традиционно для этих целей применяются MЗ W/W₄C. Однако они не всегда удовлетворяют требованиям на величину спектральной селективности. Выходом из ситуации представляется замена вольфрама менее поглощающим тяжелым металлом, например, молибденом. Оптические характеристики молибдена и карбида бора позволяют рассчитывать на высокие значения спектральной селективности и коэффициента отражения в области жесткого рентгеновского излучения. Важным требованием к многослойным зеркалам является термическая стабильность их отражательных характеристик.

В работах [1–3] исследовалась термическая стабильность многослойных Mo/W₄C-структур с периодами $d = 3.5$ нм. Было показано, что при отжиге образцов при температурах до 500 градусов отсутствует деградация отражательных характеристик. Однако увеличение энергии синхротронного излучения, рабочих углов скольжения и расширение спектрального диапазона приводят к необходимости уменьшения периода многослойных зеркал, используемых в современных синхротронных приложениях.

Таким образом, целью данной работы было исследование термической стабильности отражательных характеристик многослойных Mo/W₄C-структур с периодами меньше 3.5 нм.

Эксперимент

Синтез многослойных структур осуществлялся методом магнетронного напыления в вакуумной камере с давлением остаточных газов на уровне $p = 10^{-7}$ мбар. Давление рабочего газа (аргон) составляло $p = 1 \cdot 10^{-3}$ мбар. Структуры осаждались на кремниевые подложки с шероховатостью $\sigma \sim 0.2$ нм. В рамках работы были синтезированы структуры с периодами 3.4, 2.9, 2.4, 2.0 и 1.8 нм. Изменение периода структур осуществлялось путем изменения скорости прохода подложки над мишенями распыляемых материалов. Число периодов для каждого слоя выбиралось из соображения сохранения общей толщины структуры. Синтезированные образцы подвергались термическому отжигу в вакуумной печи в течение часа при температурах 150, 200, 250, 300 °С. Измерение угловых зависимостей коэффициента отражения образцов до и после отжига проводилось в области жесткого рентгеновского излучения с использованием 4-кристального высокоразрешающего дифрактометра PANalytical X'Pert Pro ($\lambda = 1.54 \text{ \AA}$) и в области мягкого рентгеновского излучения на лабораторном рефлектометре со спектрометром-монохроматором РСМ-500 ($\lambda = 17.59 \text{ \AA}$ и $\lambda = 9.89 \text{ \AA}$). Параметры синтезированных структур определялись путем фиттинга экспериментальных данных в программе Multifitting.

На рис. 1 и 2 продемонстрированы экспериментально измеренные угловые зависимости коэффициента отражения структур Mo/W₄C с периодами 34.15 Å (RS-151) и 18.2 Å (RS-168) на длинах волн $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$, $\lambda = 17.59 \text{ \AA}$ и $\lambda = 9.89 \text{ \AA}$ до и после отжига. Проседание дальних пиков отражения структуры RS-151 в области жесткого рентгеновского излучения после отжига связано с увеличением ширины межслоевых интерфейсов.

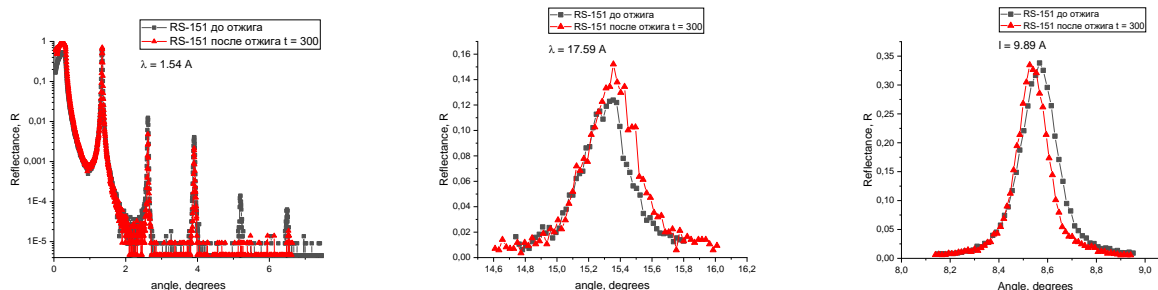


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициента отражения образца RS-151: черная кривая — экспериментальное измерение до отжига, красная — экспериментальное измерение после отжига при температуре 300 градусов. График слева соответствует измерениям на длине волны 1.54 Å, в центре — на длине волны 17.59 Å, справа — на длине волны 9.89 Å

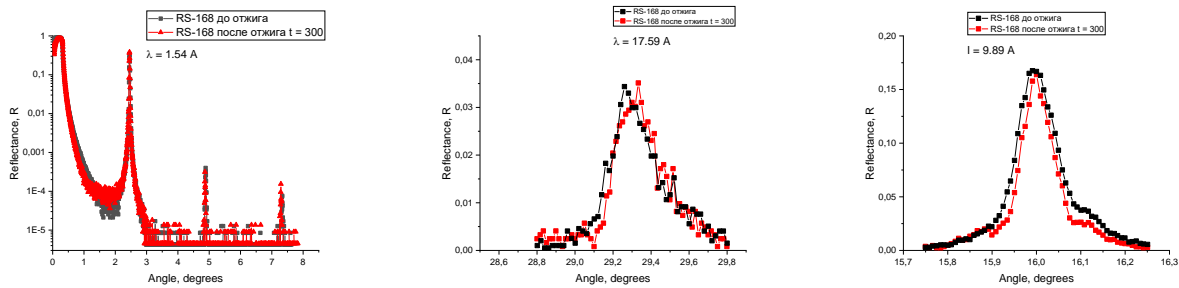


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента отражения образца RS-168: черная кривая — экспериментальное измерение до отжига, красная — экспериментальное измерение после отжига при температуре 300 градусов. График слева соответствует измерениям на длине волны 1.54 Å, в центре — на длине волны 17.59 Å, справа — на длине волны 9.89 Å

При этом стоит отметить, что после отжига на 300 градусах не наблюдалось снижения коэффициента отражения в области мягкого рентгеновского излучения.

Таким образом, из представленных данных следует, что синтезированные структуры обладают высокой термической стабильностью и при отжиге до 300 градусов сохраняют свои отражательные свойства. Данная тенденция наблюдается для всех структур, в том числе и с периодом в 18 Å, что открывает широкие возможности для использования их в монохроматорах синхротронного излучения. Дальнейшая оптимизация отражательных характеристик будет осуществлена путем варьирования соотношения толщин материалов в периоде.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-30029.

Литература

1. M. Barthelmess, Thermal and stress studies of normal incidence Mo/B₄C multilayers for a 6.7 nm wavelength / Miriam Barthelmess and Saša Bajt // APPLIED OPTICS. Vol. 50, № 11. 10 April 2011. P. 1610–1619.
2. J. Zhu, Studies on the stress and thermal properties of Mo/B₄C and MoxC1-x/B₄C multilayers / Jingtao Zhu, Bin Ji, Jie Zhu, Hui Jiang, Shengming Zhu, Miao Li and Jiayi Zhang // Materials Research Express, Vol. 7, № 3 (2020).
3. M. Barthelmess, Thermal stability of Mo/B₄C multilayers / Miriam Barthelmess and Saša Bajt // Proc. of SPIE, Vol. 8077, 807710 (2011).

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A					
Abdelmoneim S. A.	132	Nogués J.	167	Адамов Р. Б.	513
Andre R.	637, 683	O		Акимов А. В.	439
Antonov A. V.	99	Ozheredov I. A.	412	Акопян Н.	732
Antonov D. A.	412	P		Аксенов С. В.	9
Antonov I. S.	412	Paraphin A. E.	99	Аладышкин А. Ю.	349
Apostoloff S.	7	Pavlov S. A.	99	Алафердов А. В.	564
B		Plastovets V. D.	87	Алексенский А. А.	812
Baratta M.	806	Pleshkov R. S.	862	Алексенский А. Е.	339
Bayer M.	800	Polkovnikov V. N.	862	Алехина Ю. А.	273
Bolotin K.	401	Pollastri S.	827	Алешкин В. Я.	515, 528, 626, 643, 693, 729, 737, 745, 776, 816
Botha A. E.	132	Raghu S.	20	Алиев А. М.	165
Buzdin A. I.	87	Rahmonov I. R.	132	Аль-Альвани А. Ж. К.	389
C		Razumov A. V.	412	Алябина Н. А.	766
Chkhalo N. I.	862	Reitzenstein S.	574	Амиров И. И.	517
D		Roca A. G.	167	Ан П. П.	444, 461
De Filpo G.	806	Rodt S.	574	Андреев С. В.	293
F		Rumyantsev E. L.	547	Андреев А. А.	798
Filatov D. O.	412	S		Андреев Б. А.	610, 657
G		Saito Y.	211	Андреев И. В.	519
Germanenko A. V.	547	Savinov D. A.	99	Андрианов А. И.	806
Gianoncelli A.	827	Semenov I. M.	412	Андрияхина Е. С.	7
Gukasov A.	167	Semenov M. B.	412	Андрюшечкин Б. В.	523
H		Shkurinov A. P.	412	Анисимов И. О.	267
Hansen T.	167	Shorokhov A. V.	412	Анисимов М. А.	548
J		Shukrinov Yu. M.	132	Анохина Т. С.	416
Janalizadeh A.	132	T		Антипов С. Д.	788
K		Taniguchi T.	401	Антонов А. В.	25
Kholid F.	211	Tekic J.	132	Антонов И. Н.	538
Kibalin I.	167	Tetelbaum D. I.	99	Антышева Г. Д.	823
Kieler O.	25	Tiercelin N.	248	Антошин Е. С.	825, 894
Kim D.-H.	165	Tomasi G. De.	119	Артамкин А. И.	606, 788
Kolahchi M. R.	132	Tsar'kov I. M.	77	Артёмов Е. А.	523
Kopasov A. A.	55, 77	U		Артемяев Е. М.	142, 143
Kovalchuk S.	401	Ustavshchikov S. S.	99	Артюков И. А.	827
Krevchik P. V.	412	V		Артохов А. И.	829, 918
Krevchik V. D.	412	von Helversen M.	574	Арутюнов Г. П.	827
Kulikov K. V.	132	W		Арутюнов К. Ю.	11
Kumar N.	862	Wang Yu-Hua	412	Архипов А. В.	235, 414, 657
L		Watanabe K.	401	Архипов М. В.	525, 578
Larrañaga A.	235	Y		Архипов Р. М.	525, 578
Li Tian-Rong	412	Yu S.-C.	165	Архипова Е. А.	452, 526, 649, 766
M		Yunin P. A.	99	Астафьев О. В.	13, 459
Mariette H.	637	A		Астраханцева В. А.	536
Masterov D. V.	99	Абрамкин Д. С.	503, 505, 507, 743	Атепалихин А. А.	121
Melnikov A. S.	55, 77, 87	Абросимова Н. Д.	347, 509	Афанасьев Д. А.	572
Mikhaylov A. N.	99	Авакянц А. А.	580, 707	Афоненко А. А.	528, 530
Mikhaylovskiy R. V.	211	Авдеев М. М.	37	Афоненко Ан. А.	530
Morozov S. V.	99	Авдеев П. Ю.	141	Ахматханов А. Р.	151, 353, 422
Moyko I. M.	412	Аверина Н. И.	171	Ахмеджанов Р. А.	463
N		Аверкиев Н. С.	283, 511	Ахсахалян А. А.	831
Nashaat M.	132	Агарева Н. А.	645		
Nezhdanov A. V.	862	Агрба А. И.	612		

Ахсахалян А. Д.	831	Бондаренко Г. Н.	351	Вербус В. А.	705, 757
Ахундов И. О.	602	Бондаренко Л. В.	359, 367, 379, 391, 411, 420, 552, 675	Верхогляд А. Г.	570
Б		Борисов И. Л.	416	Вилков Е. А.	197, 226
Багазеев А. В.	235, 244	Бородавченко О. М.	593	Вилков И. В.	361
Баева Э. М.	66	Бородин Б. Р.	601	Винников Л. Я.	23
Баженов А. О.	753	Боряков А. В.	538	Винниченко М. Я.	772, 784
Базан Л. В.	151	Бричкин А. С.	794	Виноградов А. С.	906
Байдусь Н. В.	584	Бронзов Т. П.	904	Виноградова Л. М.	699, 806
Баишева А. Х.	145	Бугай К. Е.	456	Виткин В. В.	886
Бакаров А. К.	507, 741	Бугров А. Н.	279	Вихарев А. Л.	452, 526, 649, 812
Бакина К. А.	906	Буздаков А. Г.	303	Вихрова О. В.	161, 201, 207, 538, 564, 591
Балаев Д. А.	147, 217, 223	Буздин А. И.	93	Вишняков Е. А.	835, 858
Балакирев С. В.	751	Бузынин Ю. Н.	766	Владимирова М. Р.	683
Балашов Ю. Ю.	149, 193, 351	Букалов С. С.	812	Власенко В. А.	59, 92
Бандурин Д. А.	71	Буньков Ю. М.	442	Водолазов Д. Ю.	115
Банников М. И.	606, 788	Буравлев А. Д.	536, 566, 847	Водопьянов А. В.	405
Баранов А. И.	560	Бурмистров И. С.	7, 20, 70, 715	Вожаков В. А.	446
Барышев В. Р.	532	Бурцев В. А.	904	Войцеховский А. В.	540, 685
Барышева М. М.	839, 841, 910	Буряков А. М.	141, 248	Волегов А. С.	235
Барышникова К. В.	755, 757	Бутенко А. В.	448	Волков П. В.	747, 886
Барышникова С. В.	645	Бухараев А. А.	151, 255, 353, 393, 395	Волкова Е. В.	347
Бастракова М. В.	95, 440, 446	Бушуев В. А.	833	Волкова Н. С.	667
Батаев М. Н.	534	Быков А. А.	357	Володин В. А.	593
Батов И. Е.	27	Быков А. И.	277, 309, 311	Волочаев М. Н.	155, 351
Бахтизин Р. З.	373	Быков А. С.	864	Волчков И. С.	189, 335
Баюков О. А.	147, 307	Быков Ан. В.	357	Воробьев П. А.	7
Бегинин Е. Н.	169, 259	Быков В. А.	357	Воронова В. В.	616
Безвизонный Н. В.	141	Быкова Л. Е.	193, 351	Воронцова Ю. А.	397
Бекетов И. В.	235, 244	Бычкова Е. А.	309, 311	Воротынов А. М.	307
Белан В. О.	327	В		Воротынцев А. В.	612
Белов А. И.	633, 701, 703, 764	Вагов А.	68, 81	Воротынцев И. В.	430
Белов И. В.	798	Важенина И. Г.	155, 157, 183, 185	Востоков Н. В.	409
Белых В. В.	651	Вайнер Ю. А.	825	Второва В. С.	347
Бельков В. В.	614	Вакулов З. Е.	768	Вуль А. Я.	812
Березин В. А.	428	Валеев В. Г.	798	Вывенко О. Ф.	401
Березовская Т. Н.	847	Валиахметов У. Р.	287	Высоцкий С. Л.	163, 297, 331
Беспалов А. А.	16	Валидов А. А.	21, 49, 51	Вьюрков В. В.	465
Беспалов А. В.	285	Варавин В. С.	570	Вязанкин О. С.	747
Бизяев Д. А.	151, 255, 353, 393	Варавин В. С.	685	Вялых Д. В.	313
Битюрин Н. М.	645	Васенко А. С.	83	Вячеславова Е. А.	560
Блинников Д. Ю.	347	Васильев А. Л.	283	Г	
Блошкин А. А.	595	Васильев А. Н.	107, 309	Гавриков М. В.	542
Бобров Ю. А.	357	Васин К. В.	257	Гавриленко В. И.	528, 624, 626, 643, 655, 665, 693, 729, 745, 774, 776
Богданов С. А.	452, 526, 649, 812	Васинович Е. В.	159	Гавриленко Л. В.	655
Богданова Т. В.	153	Васьковский В. О.	281, 329	Гаврилкин С. Ю.	59
Боголюбский А. С.	558	Вдовичева Н. К.	64	Гаврилов С. С.	544
Богомоллов Д. Б.	503	Веденкин А. С.	365	Гаврилова Т. А.	749
Боев Н. М.	307	Ведь М. В.	209	Гажулина А. П.	630
Божко А. Д.	523, 548	Вековшинин Ю. Е.	359, 367, 379, 411, 420, 675,	Гайдученко И. А.	71
Божко С. И.	355	Великанов Д. А.	157, 185, 307	Гайкович К. П.	837
Болгар А.	459	Венедиктов И. О.	444	Гайнутдинов Р. В.	418
Большингов В. В.	18	Вербин С. Ю.	534	Гайслер А. В.	574
Большаков В. О.	582				
Большаков Е. П.	904				

Гайслер В. А.	574	Горшков А. П.	667	Демин А. Ю.	761
Галанова С. В.	309, 311	Горьковенко А. Н.	329	Демин В. А.	283
Галеева А. В.	606, 788	Горюнов А. В.	747	Демин Г. Д.	175, 843
Галимов А. И.	545	Горюнов Г. Е.	788	Демина П. Б.	161, 177, 201, 209
Галин М. А.	25	Грановский А. Б.	283	Демишев С. В.	179, 181
Галушка К. А.	351	Грачев А. А.	169	Денисов Н. В.	359, 379, 411
Гамзатов А. Г.	165	Гребенко А. К.	375	Денисов С. А.	766
Ганичев С. Д.	614	Грибакин Б. Ф.	683	Денисова Е. А.	183, 185
Ганьшина Е. А.	283	Григорьев П. Д.	31, 92	Деребезов И. А.	574
Гарахин С. А.	839	Гридчин В. О.	732	Джумалиев А. С.	295
Гарахин С. А.	841, 876, 892, 894, 908, 910, 928	Гринберг Я. С.	33, 125	Джунь И. О.	187
Гареев К. Г.	301	Гринвальд И. И.	612	Дзевисашвили Д. М.	134
Гарифуллин И. А.	21, 49, 51	Гришин М. В.	363, 365	Дзядух С. М.	540
Гарифьянов Н. Н.	49	Грузнев Д. В.	359, 367, 379, 391, 411, 420, 552, 675	Диденко А. Л.	416
Гарифьянов Н. Н.	51	Губанов В. А.	170	Диеп Х. Т.	145
Гатин А. К.	363, 365	Губанова Ю. А.	169	Дикарева Н. В.	538
Герчиков Л. Г.	566	Гудина С. В.	558, 697	Дмитриев Д. В.	505, 574, 631
Гетман Д. В.	904	Гудовских А. С.	560	Долбня И. П.	845
Гимазов И. И.	107	Гультиков Н. В.	562	Долженко Д. Е.	788
Гинзбург Н. С.	532	Гунбина А. А.	109	Доломатов М. Ю.	373
Гиппиус А. А.	199	Гурович Б. А.	29, 90	Доломатова М. М.	373
Глаголев П. Ю.	843	Гусев Н. С.	115, 141, 171, 203, 271, 315, 317, 369, 729, 902	Долуденко И. М.	189
Глуховской Е. Г.	389, 542	Гусев С. А.	115, 261, 315, 317, 369, 645, 729	Долуденко И. М.	197, 199, 226, 335
Глушков В. В.	523, 548	Гусева В. Е.	849, 882	Доронин С. В.	363
Глушков Е. И.	831, 845	Гусейнов Д. В.	171	Дорохин М. В.	161, 177, 201, 207, 209, 315, 538
Гогина О. А.	401	Гутаковский А. К.	593, 749	Дошликова Н. В.	363, 365
Голеницкий К. Ю.	550	Гутфрейд Ф.	860	Драгунов Д. О.	827
Голиков А. Д.	444	Гущин Л. А.	463	Драгунова А. С.	751
Голиков О. Л.	759, 782	Д		Дремов В. В.	371, 375
Голикова Т. Е.	27	Давыденко А. В.	219, 337	Дровосеков А. Б.	191
Головатюк В. М.	448	Давыдов В. Ю.	534	Дрожжин Д. А.	465
Головчанский И. А.	47	Данилов А. И.	723	Дроздов М. Н.	452, 509, 526, 633, 649, 703, 711, 713, 764, 908
Голосовский И. В.	167	Данилов П. А.	589	Дрызгов М. А.	136
Голуб Л. Е.	614, 727	Данилов С. Н.	606	Дубешко Д. Д.	301
Голубев Г. Ю.	90	Данилов Ю. А.	538, 564, 591	Дубинов А. А.	515, 528, 576, 643, 665, 693, 729, 737, 739, 776
Голубов А. А.	83	Данильцев В. М.	711	Дубровский А. А.	147
Голубок А. О.	657	Дашков А. С.	847, 566	Дувакина А. В.	215
Гольшѐв С. А.	870	Дворецкая Л. Н.	414, 568	Дудин Ю. А.	209, 564, 591
Гольшшков Г. М.	794	Дворецкий Д. А.	456	Дудко Г. М.	297, 331
Гольцман Г. Н.	66, 71, 444, 461	Дворецкий С. А.	521, 540, 558, 570, 606, 624, 643, 665, 685, 739, 745, 774, 776, 788, 816	Дуров К. В.	853, 892, 928
Голяшов В. А.	505, 552, 602, 604, 618, 681, 761	Двуреченский А. В.	593, 595	Дьяков С. А.	595, 705, 717, 757
Гончаров Б. В.	29, 90	Деятериков Д. И.	37	Дьячкова О. О.	578
Гончарова Д. А.	29	Деятвов Э. В.	35, 580, 707	Дюделев В. В.	723
Горай Л. И.	566, 839, 847	Дегтяренко А. Ю.	59	Дюжев Н. А.	175, 843
Горбатова А. В.	141, 248	Дедкова А. А.	851	Е	
Горбачев А. М.	452, 526, 649	Демидов В. Е.	452	Евдокимов А. А.	285
Гордеев С. К.	886	Демидов Е. С.	173, 572	Егоров С. В.	27
Гордеева А. В.	454	Демидова Н. Е.	572	Егоров В. К.	45, 854
Горев Р. В.	168, 207, 225, 261, 305	Демин А. Д.	371	Егоров Е. В.	854
Горлова И. Г.	554			Егоров Н. И.	277
Горн Д. И.	540				
Горох Г. Г.	556				

Егоров С. В.	18	Закарлюка А. В.	142, 143	Исламова Р. М.	695
Егорова Е. Д.	532	Запруднов Н. А.	786	Исляйкин М. К.	205
Ежевский А. А.	171	Заславский В. Ю.	532	Исхаков Р. С.	155, 157, 183, 185, 217, 223, 307
Езубченко И. С.	798	Захаров В. Е.	814	Ищенко Д. В.	602, 604, 618, 681, 753
Екомасов Е. Г.	252	Захаров Д. М.	864	К	
Елесин А. Г.	570	Захаров М. А.	860, 924	Кавеев А. К.	681
Елесин Л. О.	371, 375	Звездин А. К.	311	Каверин Б. С.	361
Елисеев И. А.	534	Звездин К. А.	213, 215, 237, 303	Кавокин К. В.	659
Елисеев С. И.	904	Звонков Б. Н.	538	Казакин А. Н.	536
Елькина А. И.	25	Здоровейщев А. В.	161, 177, 201, 209, 315, 564, 591, 766, 207	Казаков А. С.	606, 788
Емельянов А. В.	283	Здоровейщев Д. А.	177, 201, 207, 209, 591	Казаков Е. П.	870
Емельянов Е. А.	804	Зеленский И. В.	463	Казанов Д. Р.	608
Еремеев С. В.	391, 411, 552	Зигануров Д. А.	191	Казанцева А. В.	380
Еремин Л. А.	193	Зиганшин М. А.	395	Казарян Д. А.	375
Еремин М. В.	257	Зиганшина С. А.	395	Калачикова И. В.	199
Ермаков А. А.	699	Зиновьев В. А.	593, 595, 755, 757	Калашников Д. С.	47
Ермаков Ан. Б.	130	Зиновьева А. Ф.	593, 595	Калевич В. К.	659
Ермина А. А.	582	Злотников А. О.	9, 39	Калентьева И. Л.	177, 207, 209, 315
Ермолаева О. Л.	369	Золотов Ф. И.	66	Калинников М. А.	610, 657
Ершов А. В.	806	Зорина М. В.	711, 856, 872, 874, 884, 886, 890	Калиновский В. С.	770
Ерыженков А. В.	242	Зотов А. В.	359, 367, 379, 391, 411, 420, 424, 675	Калябин Д. В.	153
Есин В. Д.	35, 580	Зуев О. Б.	41	Камашев А. А.	49, 51
Есин М. Ю.	503	Зуев С. Ю.	892, 908, 926	Каневский В. М.	199
Ж		Зыбцев С. Г.	554, 620, 725	Капишин М. Н.	448
Жакетов В. Д.	37	Зюзин А. А.	43	Капустин Р. В.	612
Жарков Д. К.	432	Зюзин В. А.	43	Карабасов Т.	83
Жарков С. М.	267	И		Караборчев А. А.	677
Жаркова Е. В.	71	Иванов А. А.	45, 123	Карамов Д. Д.	11
Жарова Ю. А.	582	Иванов А. С.	597, 782	Караулов Д. А.	772
Жданов В. С.	379	Иванов В. Е.	293	Караштин Е. А.	141, 171, 211
Жданов Е. Ю.	741	Иванов Д. А.	385	Карелина Л. Н.	18
Живулько В. Д.	593	Иванов Е. Н.	205	Карзанов В. В.	572
Жигалов В. С.	193, 351	Иванов К. А.	677	Карпов И. В.	426
Жидяев К. С.	584	Иванькова Е. М.	279	Карцев П. Ф.	616
Жилицкий В. Е.	802	Игнатъев И. В.	534, 683, 796	Каурова Н. С.	461
Жолудев М. С.	521	Изюмов М. О.	517	Качоровский В. Ю.	614, 715, 727
Жолудев М. С.	586, 643	Иконников А. В.	624	Кашкаров П. К.	589
Жук Н. А.	878	Ильин А. И.	45	Кашченко М. А.	371, 375
Жукавин Р. Х.	790, 792	Ильин А. С.	105	Кекелидзе В. Д.	448
Жуков А. Е.	677, 751	Ильин Н. В.	289	Кецко В. А.	299, 323, 341
Жуков А. А.	377	Ильин О. И.	403, 599	Киктева В. Р.	213
Жуков Н. Д.	542	Ильина М. В.	403, 599	Ким Т. А.	142, 143
Журавлев К. С.	505, 507, 631, 669, 709, 743	Ильина Т. С.	864	Ким Т. М.	130
Журенко С. В.	199	Илькин И. В.	601, 732, 735	Кириенко В. В.	753
Журкин В. С.	523, 548	Илюхина А. А.	203	Кириленко Д. А.	560
З		Ионин А. С.	18	Кириллов В. Л.	147
Забавичев И. Ю.	347, 782	Ионов А. М.	355	Кириллова В. В.	347
Заболотных А. А.	519, 588	Иоселевич П. А.	88	Кириченко Д. В.	751
Заботнов С. В.	589	Исаев В. А.	452, 526, 649	Киселева К. В.	213
Завьялов А. Г.	195	Исаенко С. И.	906	Кислинский Ю. В.	53, 221
Загороднев И. В.	733			Кичин Г. А.	213, 215
Загорский Д. Л.	197, 199, 226, 335			Клевцов А. И.	276
Зайцев-Зотов С. В.	105, 725				

Клеммер П. С.	616	Кособоков М. С.	422	Кузьмичева Т. Е.	59, 61
Кленов Н. В.	95	Костромин Н. А.	566	Кукушкин В. А.	649
Клепикова А. С.	123	Костюченко В. Я.	507	Кукушкин И. В.	519, 663
Климов А. Э.	604, 618, 681	Костюченко Н. В.	311	Кукушкин С. А.	536
Клоков А. Ю.	620	Котляр В. Г.	420, 424	Кукушкин Ю. В.	649
Князев Ю. В.	147, 217, 223, 307	Котляр К. П.	732, 735	Куландин Д. С.	446
Кобыхно И. А.	416	Котов В. В.	357	Кулебякина Е. В.	651
Кобяков А. В.	267	Котова Л. В.	637	Кулин Г. А.	924
Ковалевский К. А.	790	Котомина В. Е.	209	Кулин Г. В.	860
Ковалюк В. В.	444, 461	Котосонова А. В.	383	Кумар Н.	823, 874
Кодочигов Н. Е.	759	Кох К. А.	602	Кумар Рави	653
Кожевников А. В.	163,	Кочаровская Е. Р.	532, 639, 641, 687	Кункель Т. С.	589
Кожевников А. В.	331, 297	Кочаровский В. В.	639, 641	Кунцевич А. Ю.	63, 753
Козабаранов Р. В.	277, 309, 311	Кочаровский Вл. В.	111, 639, 641, 687	Куприянов А. Н.	517
Козина О. Н.	622	Кочерешко В. П.	637	Купцов П. В.	232
Козлов А. Г.	219, 337	Кочетков Ф. М.	695	Курдюбов А. С.	683
Козлов Д. В.	624, 626	Кочубей В. И.	389	Курин В. В.	64
Козулин Р. К.	109	Кошелев И. О.	189	Курицын Д. И.	655
Козюхин С. А.	589	Кошелец В. П.	121	Курляндская Г. В.	235, 244, 265, 281, 293
Койфман О. И.	205	Кравцов Е. А.	37, 329	Кустов Д. А.	761
Колбатова А. И.	66	Краев С. А.	452, 526, 703, 711, 713	Кутузов Л. В.	29, 90
Колесников А. О.	858, 898	Краевский С. В.	109	Кучинская П. А.	595, 755
Колесников Н. Н.	35, 580, 707	Крайнова Г. С.	289	Кучмижак А. А.	414
Колесникова В. Г.	273	Красавин А. В.	68, 81	Л	
Колобкова Е. В.	534, 651,	Красиков А. А.	147, 223	Лаврушкина С. В.	870
Колобкова Е. М.	798	Красильник З. Ф.	610, 657, 705	Ладейнов Д. А.	454
Коломийцев А. С.	383	Крейнес Н. М.	191	Ладугин М. А.	562, 723
Колосовский Д. А.	505, 631	Креллнер К.	313	Лазаренко П. И.	589
Колупаев Е. Д.	37	Кржижановская М. Г.	878	Лакунов И. С.	27
Коляда Д. В.	749	Кривулин Д. О.	225	Лахманский К. Е.	461
Комаров Д. А.	90	Криштоп В. Г.	197, 226, 456	Лачинов А. Н.	11
Комаров С. Д.	751	Кроитору М. Д.	68, 81	Лебедев Д. В.	414, 657
Комков О. С.	628, 749	Кругляк В. В.	170	Лебедев Н. В.	416
Комогорцев С. В.	149, 155, 157, 183, 185, 193, 351	Крыжановская Н. В.	677, 732, 751	Левицкий В. С.	582
Кон И. А.	105	Крюков Р. Н.	564, 633	Левичев М. Ю.	25, 85, 115
Конаков А. А.	630, 701, 731	Ксенз А. С.	355	Леесмент С. И.	357
Конарев Д. В.	205	Кудасов Ю. Б.	228, 277, 309, 311	Лейтес Л. А.	812
Константиян К. И.	221	Кудрин А. В.	161, 526, 764	Лендяшова В. В.	601
Контрош Е. В.	770	Кудрявцев В. В.	416	Леонтьев А. В.	432
Конча М. И.	671	Кудрявцев К. Е.	610, 643, 657, 774, 818	Лепаловский В. Н.	244, 281, 293, 329
Копица Г. П.	279	Кудрявцев О. С.	523	Лесников В. П.	564, 591
Корнев А. Р.	699	Кудрявцева Е. О.	395	Ли О. А.	157, 183, 185, 307
Корнев Р. А.	699	Кудряшов А. А.	645	Линев А. В.	446
Корнеев А. А.	136	Кудюков Е. В.	293	Литвяк В. М.	659
Корнеев В. И.	843	Кузнецов М. А.	173, 230	Лобаев М. А.	452, 526, 649
Корнеева Ю. П.	136	Кузнецов С. Н.	810	Лобанов Д. Н.	610, 657
Корнилов А. А.	788	Кузнецова И. А.	647	Лобинцов А. В.	723
Королёв Д. С.	633, 701, 731, 764	Кузнецова М. А.	219	Лобкова М. Д.	237
Королёв С. А.	635, 711	Кузнецова М. С.	534, 651, 735	Логинов Б. А.	347
Коротченков А. В.	511	Кузьменко М. О.	37	Логунов М. В.	323, 325, 239
Корусенко П. М.	906	Кузьмин Е. В.	589	Лозовенко А. А.	556
Коршунов А. С.	277, 309, 311	Кузьмичев С. А.	59, 61	Локк Э. Г.	259
Коршунов М. М.	57, 61			Ломакин А. И.	66

Ломов А. А.	109, 319, 864	Мартыанов О. Н.	147	Морозов С. В.	521, 528, 532, 586, 624, 626, 643, 655, 665, 693, 729, 739, 745, 774, 776, 818
Лопатин А. Я.	866, 886, 926	Маслов Д. А.	277, 309, 311	Морозов С. С.	876
Лопатина С. А.	663	Мастеров Д. В.	85	Морозова А. С.	395, 393, 432
Лошкарев И. Д.	749	Матецкий А. В.	379, 411	Морозова Е. Е.	703, 729, 774
Лубенченко А. В.	385	Матрозова Е. А.	75	Москалев М. Е.	329
Лубенченко О. И.	385	Матюнина К. С.	633	Москаль И. Е.	53
Лукичев В. Ф.	465	Махов И. С.	513, 677	Москвин А. С.	79, 113, 159, 253
Лукичев И. С.	645	Мацынин А. А.	193, 351	Мохов Д. В.	847
Лукшина В. А.	265	Машанов В. И.	749	Мудрый А. В.	593
Лукьянов А. Е.	68, 81	Машин А. И.	699, 806	Муняев В. О.	440
Лукьянов А. Ю.	747, 886	Машинский К. В.	679	Муравьев В. М.	519
Лукьянцев Д. С.	385	Машкович Е. А.	195	Мурзина Т. В.	250
Лучин В. И.	866, 926	Мелентьев Г. А.	513	Мусатов В. И.	327
Люблинская А. А.	70	Мельник Н. Н.	827	Муслимов А. Э.	197
Любчак А. Н.	71	Мельников А. А.	465	Мустафин И. А.	770
Ляпилин И. И.	240	Мельников Г. Ю.	244	Мухаматчин К. Р.	230, 630
Ляшко Е. А.	347	Мельников Л. А.	622	Муханова Е. Д.	27
М		Меньшиков Р. В.	540, 685	Мухин И. С.	414, 568, 657, 695, 772
Мажукина К. А.	665, 667, 739, 774	Меренков А. В.	130	Мягков В. Г.	351
Мазалецкий Л. А.	319	Мешков И. Н.	448	Мяконьких А. В.	719
Мазов Л. С.	73	Микаева А. С.	681	Н	
Майдыковский А. И.	250	Милахин Д. С.	709	Насибулин А. Г.	695
Майдэбура Я. Е.	669	Миляев М. А.	246	Насырова М. И.	21
Майзлах А. А.	725	Миронов В. Л.	305, 369, 387	Наумова Л. И.	246
Макаров И. В.	277, 309, 311	Миронов С. В.	93	Нащекин А. В.	536
Макаров С. Н.	570	Миронок В. Н.	389	Нащекина Ю. А.	536
Макарова И. П.	418	Митрофанов А. В.	920	Неверов В. Д.	68, 81
Макарова Т. П.	242	Митюшкин Е. О.	432	Неверов В. Н.	558, 697, 816
Макарошкин И. А.	293	Митягин Ю. А.	616, 653	Недошивина А. Д.	671
Макарецв И. В.	671	Михайленко М. С.	856, 872, 874, 884, 886, 890, 902, 913, 915, 916, 918	Нежданов А. В.	405, 538, 564, 633, 699, 806, 823
Макеев В. С.	347	Михайлов А. В.	683	Незнахин Д. С.	244
Максимов А. А.	673	Михайлов А. Н.	633, 701, 703, 764	Некипелов С. В.	878, 906
Максимов М. В.	677	Михайлов В. Н.	898	Некрасов И. А.	92
Максимова А. А.	560	Михайлов Д. А.	723	Немет М.	669
Малиева Е. М.	90	Михайлов Д. С.	117	Немцев И. В.	185, 157, 183
Маликов И. В.	428	Михайлов Н. Н.	521, 540, 558, 570, 606, 624, 643, 665, 685, 693, 729, 739, 745, 774, 776, 788, 816	Неплох В. В.	695
Малин Т. В.	669, 709	Михалюк А. Н.	359, 367, 379, 391, 411, 420, 424, 675	Нестерова А. С.	416
Малиновский Е. А.	276	Михлин Ю. Л.	223	Нечай А. Н.	849, 866, 880, 882
Малкин А. М.	532	Мишин А. В.	687	Низов В. А.	463
Мальшев И. В.	831,	Мишина Е. Д.	248	Низов Н. А.	463
Мальшев И. В.	837, 845, 868, 870, 884, 900, 902, 910, 913, 918	Могилюк Т. И.	31	Никитенко Ю. В.	37
Мальшева Е. И.	161	Можаров А. М.	414, 568, 695, 772	Никитин М. В.	620
Мальшкин П. А.	375	Моисеев А. Г.	33	Никитов С. А.	153, 323, 325
Мамин Р. Ф.	51	Моисеенко Е. Т.	267	Никифоров А. И.	749
Мансуров В. Г.	669	Моисеенко И. М.	689	Никифоров В. Г.	432
Мантузов А. В.	523	Монахов М. П.	309, 311	Николаев Г. А.	663
Мараров В. В.	391, 675	Монахова С. Д.	11	Николаев С. Н.	191, 283, 798
Маремьянин К. В.	655	Моргун Л. А.	105	Николаева Е. Д.	307
Маркелов А. С.	806	Морозов М. Ю.	691	Никольская А. А.	633, 701, 764
Мармалюк А. А.	562, 723			Никонов М. К.	548
Мартовицкий В. П.	92, 105, 616				
Мартышкин А. А.	177				

Никонов С. А.	554, 725	Панькин Д. В.	534	Поддубная Н. Н.	341
Никулин Ю. В.	163, 297, 331	Панэке Д. Х. А.	827	Подлесный А.	461
Новиков А. В.	595, 610, 657, 703, 705, 717, 755, 757, 814	Парафин А. Е.	85	Позднякова Е. Ф.,	11
Новиков В. Б.	250	Парафин А. Е.	538, 564, 591	Покровский В. Я.	554, 620, 725
Новикова К. Н.	657	Парфенов М. В.	715	Полищук О. В.	778
Новицкий Н. Н.	299, 341	Пасынкова А. А.	265	Полковников В. Н.	823, 825, 841, 853, 868, 892, 894, 895, 908, 910, 928
Норватов И. А.	772	Патрин Г. С.	267, 269	Полушкин Н. И.	173
Норов Д. А.	37	Пахомов А. В.	578	Польвянова М. Р.	403, 599
Носов И. Ю.	321	Пацаев Т. Д.	283	Полькин А. В.	88
Носов П. А.	20	Пашенко А. С.	337	Поляков В. В.	357
Нужин С. В.	253	Пашенькин И. Ю.	115, 173, 203, 211, 248, 261, 271, 315	Пономарев С. А.	631
Нургазизов Н. И.		Пашин Д. С.	95	Попов А. А.	319
Нургазизов Н. И.	151, 255, 353, 393, 432	Пашкеев Д. А.	616	Попов В. В.	679, 689, 691, 778
Нурмухаметов А. Р.	257	Пашковская В. Д.	83	Попов В. Г.	456
О		Пашнина Е. А.	399	Попов М. Р.	123, 816
Оболенская Е. С.	597, 782	Пацин Н. С.	604, 618	Поташин С. О.	614, 727
Оболенский С. В.		Перваков К. С.	59, 92	Потехин А. А.	782
Оболенский С. В.	347, 509, 597, 671, 759, 782	Первых А. Р.	347	Похабов Д. А.	741
Объедков А. М.	361	Перекалов А. А.	849	Пошакинский А. В.	608
Овсянников Г. А.	53, 221	Перекалов А. А.	866, 880, 882	Преображенский В. В.	503
Овчаренко С. В.	141	Перетокин А. В.	705	Преображенский В. Л.	248
Огнев А. В.	219	Перетокин А. В.	717, 755	Преображенский Е. И.	405
Одинцов С. А.	259	Пермяков Д. В.	414, 657	Пригода К. В.	582
Озерин С. А.	365	Пермякова О. О.	719	Приходько К. Е.	29, 90, 407
Олянич Д. А.	379	Перов Н. С.	273	Проглядо В. В.	246
Орлов В. А.	269	Перунов И. В.	199	Протасов Д. Ю.	507
Орлова А. Н.	207, 261, 315	Пестов А. Е.	829, 856, 866, 868, 872, 874, 884, 886, 890, 913, 915, 916, 918	Прудченко К. К.	770
Орлова Е. Е.	655	Пестов Е. Е.	85	Пташенко А. С.	259
Орлова Н. Н.	707	Петраков Е. В.	831, 845, 888	Пудалов В. М.	92
Ортега Л.	860	Петржик А. М.	53	Пузанов А. С.	347, 782, 759
Осинных И. В.	709	Петров А. С.	721	Пунегов В. И.	896
Осипов А. В.	536	Петров В. Н.	276	Путилов А. В.	93
Охапкин А. И.	452, 711, 713	Петров М. И.	755, 757	Путря М. Г.	237
П		Петров М. Ю.	735	Путято М. А.	503, 804
Павельев Д. Г.	597, 782	Петров М. Ю.	735	Пьянков В. Ф.	155, 307
Павлов А. В.	568	Петров Ю. В.	401	Р	
Павлов Д.	414	Петрова Д. В.	856, 890, 902	Рагозин Е. Н.	858, 898
Павлов Д. А.	630, 633, 701, 806	Петрова О. В.	906	Радищев Д. Б.	649, 713, 812, 452
Павлов Н. С.	92	Петрук А. Д.	784	Разова А. А.	624, 665, 693, 729, 739, 745, 774
Павлов С. А.	85	Петрушков М. О.	503	Ракшун Я. В.	845
Павлов С. И.	582	Петухов А. Н.	612	Ралин А. Ю.	301
Павлова А. А.	279	Пех Б.	669	Рассадин А. Э.	430
Павлова Т. В.	397	Пикунев П. В.	95	Ратушный В. П.	898
Панарин В. А.	562	Пирогов Е. В.	847	Рахлин М. В.	545
Панарина П. В.	11	Питиримова Е. А.	564	Рахматуллаев Т. Р.	289
Паневин В. Ю.	513, 784	Платонов В. В.	277, 309, 311	Реброва Н. В.	860
Панина Л. В.	273, 335	Плеханов В. Г.	269	Ревин А. А.	731
Панкратов А. Л.	75, 454	Плешков Р. С.	823, 868, 892	Ревин Л. С.	454
Панкрац А. И.	217	Погосов А. Г.	741	Резник А. Н.	409
Панов Ю. Д.	79, 97, 113, 253, 263, 343	Подгаецкий К. А.	723	Резник Р. Р.	601, 732, 735
		Подгорных С. М.	816	Ремесник В. Г.	570, 685
		Поддельский А. И.	645	Репин П. Б.	277, 309, 311

Реунов Д. Г.	837, 870, 900, 902	Сацук С. А.	149	Смирнов М. Б.	534
Рогожин А. Е.	719	Свалов А. В.	235, 281, 293	Смирнова А. И.	389
Рогожкина Н. В.	85	Свинцов Д. А.	721	Смыслов Р. Ю.	279
Родионов Д. А.	733	Свит К. А.	743	Снежко А. В.	725
Родионова В. В.	273	Святец Г. В.	536	Собгайда Д. А.	463
Родякина Е. Е.	595, 703, 705, 717, 755, 814	Святодух М. И.	461	Соболева О. И.	403, 599
Розанов Н. Н.	578, 525	Святодух С. С.	444	Соболевский О. А.	92, 105
Россоленко А. Н.	18	Себина А. А.	665, 745, 774	Соколова А. В.	827
Ростовцев Н. Д.	735	Седова И. В.	513	Соколова В. В.	827
Рощупкин Д. В.	860	Седых К. О.	461	Солдатенков Ф. Ю.	659
Рудаков А. О.	515, 737	Селезнев А. Е.	864	Соловова Н. Ю.	552
Руденко К. В.	465, 719	Селезнев М. Е.	163, 295, 297, 331	Соловьев А. А.	898
Ружицкий В. И.	47	Селезнева Е. В.	418	Соловьев И. И.	47, 95, 446
Румянцев В. В.	521, 624, 626, 643, 665, 693, 729, 739, 745, 774, 776	Селемир В. Д.	277, 309, 311	Солодовник М. С.	751
Рунов В. В.	279	Семёнов А. В.	66	Солодовченко Н. С.	582
Русалина А. С.	281	Семенов Н. Д.	519	Соломатов Л. С.	130
Русецкий В. С.	761	Семенов Н. М.	361	Соломонов А. В.	911
Рыбальченко Г. В.	105	Семенов С. В.	147, 267	Соломонов Н. А.	414, 657
Рыбин Д. А.	95	Семиков Д. А.	747, 886	Сорин А. С.	448
Рыльков В. В.	191, 283	Сергаева О. Н.	755	Сорокин С. В.	513
Рюмшин В. С.	97	Сергеев А. С.	532	Старьнин М. Ю.	562
Рябова Л. И.	606, 788	Сергеев М. А.	446	Степаненко В. А.	134
Рязанов В. В.	27	Сергеева О. Н.	422	Степанов Н. А.	103
С		Сергиенко Е. С.	301	Степанова Е. А.	281
Савельев В. В.	780	Сергушичев К. А.	904	Степина Н. П.	753
Савельев Д. В.	327	Серов С. Д.	810	Степина Н. С.	602
Савенко О. В.	647	Серов Ю. М.	545	Степихова М. В.	593
Савин С. С.	285	Серокурова А. И.	299, 341	Степихова М. В.	595, 703, 705, 717, 755, 757
Савинов С. А.	616	Сетров Е. А.	301	Стогний А. И.	285, 299, 323, 341
Садаков А. В.	92, 105	Сивков В. Н.	878	Столяр С. В.	155, 157, 217, 223, 307
Садовников А. В.	168, 169, 170, 177, 219, 259	Сивков В. Н.	906, 878, 906	Столяров В. С.	47
Салашенко Н. Н.	849, 866, 874, 880, 882, 884, 908, 910, 926	Сидельников М. С.	23	Стрелков И. С.	277, 309, 311
Самардак А. С.	219	Сидоров Г. Ю.	540, 685	Стругова А. О.	105
Самигуллина А. И.	287	Синченко А. А.	31	Студеникин С. А.	786
Самохвалов А. А.	904	Ситников А. В.	191, 283	Ступак М. Ф.	570
Самохвалов А. В.	101	Скандаков Р. Н.	906	Сулеймен Е.	461
Сандуляну Ш. В.	459	Скворцов И. В.	749	Супрун С. П.	602, 604, 618, 681
Саповский И. М.	289	Скворцов М. А.	41, 103	Сурдин О. М.	277, 309, 311
Сапожников М. В.	141, 168, 173, 225, 248, 271, 291	Скирдков П. Н.	213, 215, 237, 303	Суханова Т. Е.	416
Саранин А. А.	359, 367, 379, 391, 411, 420, 424, 552, 675	Скориков М. Л.	651	Сухачев А. Л.	185
Сарвадий С. Ю.	363, 365	Скорыходов Е. В.	203, 271, 305, 315, 317, 387, 610, 657, 705	Сухоруков А. В.	171
Сарыпов Д. И.	741	Скрунин В. Е.	699	Сушков А. А.	633
Сатанин А. М.	95	Скрылев А. А.	699, 806	Т	
Сафин А. Р.	153	Скуратов В. А.	593	Талалаев В. Г.	601
Сафонов С. С.	325, 323	Слаутина А. С.	399	Таланов Ю. И.	107
Сафронов А. П.	244	Смагин И. А.	595	Тарасов А. С.	602
Сахаров В. К.	295, 297, 331	Смагина Ж. В.	593, 595, 703, 705, 717, 755, 757, 814	Тарасов А. В.	242, 313
Сахоненков С. С.	911	Смертин Р. М.	825, 908, 910	Тарасов А. С.	618, 681
		Смирнов А. А.	904	Тарасов Е. В.	219
		Смирнов А. Н.	534	Тарасов М. А.	109, 864
		Смирнов В. А.	768	Тарасов С. В.	111
		Смирнов Д. С.	545, 800	Тарасова Е. А.	347, 671, 759, 782
				Таратын И. А.	556

Тарпанов Д. А.	465	Усольцев А. С.	92	Фоминский М. Ю.	109
Тартаковский И. И.	673	Усольцева Н. В.	389	Фрадкин И. М.	595
Тархов М. А.	136	Уставщиков С. С.	115	Фраерман А. А.	173, 230, 271, 305, 333
Татаринцев А. А.	864	Устименко Р. В.	772	Франк А. И.	860, 924
Татарский Д. А.	207, 261, 305, 315, 317, 387, 369, 645	Устинов А. Б.	276	Фролов К. В.	199
Теленков М. П.	616, 653	Устинов В. В.	246	Фролов Н. Ю.	620
Темирязов А. Г.	177, 201, 250	Устинов К. А.	273	Фукина Д. Г.	699
Темирязева М. П.	177, 201, 250, 538	Утас Т. В.	379, 391, 420, 424, 675	Х	
Терёшина И. С.	311	Уткин Д. Е.	705	Хабибуллин Р. А.	530, 655
Терещенко О. Е.	92, 552, 602, 604, 618, 681, 753, 761	Уточкин В. В.	643, 665, 693, 729, 739, 745, 774, 776	Хабибуллин Р. Р.	21
Тертышник А. Д.	747	Ушаков А. Д.	399	Хазанова С. В.	759, 780, 782
Тетельбаум Д. И.	630, 633, 701, 703, 764	Ушаков А. В.	426	Хайдуков Ю. Н.	37, 860
Тимонина А. В.	35, 580, 707	Ушаков Д. В.	528, 530	Хайрегдинова Д. Р.	197, 335
Тимофеев В. А.	749	Ф		Хан Ф. В.	121
Тимофеева А. В.	265	Фадеев М. А.	665, 693, 729, 739, 745, 774, 776	Харин Н. Ю.	784
Титова А. М.	766	Фань С.	770	Харинцев С. С.	380
Титова Н. А.	66, 71	Фатеев Д. В.	679, 689, 778	Харитонов В. А.	365
Ткачев А. В.	199	Фаттахов И. С.	319	Харитонский П. В.	301
Ткаченко И. А.	219, 289	Федина А. Д.	175	Хивинцев Ю. В.	295, 297, 331
Тлегенов Р.	325	Федина Л. И.	593	Хисамеева А. Р.	663
Тогушова Ю. Н.	57	Федичкин Л. Е.	465	Хомицкий Д. В.	786
Толкачев И. А.	770	Федоров А. С.	323, 325	Хомяков Ю. В.	845
Толмачев В. А.	582	Федоров В. В.	695, 772, 784	Хоршев С. К.	85
Толстихина А. Л.	418	Федоров Л. Ю.	426	Хохлов Д. Р.	606, 788
Томинов Р. В.	768	Федорова А. А.	323, 325	Храмцов Е. С.	683
Торопов А. А.	545	Федосеев А. Д.	9	Хрыкин О. И.	526
Торопов А. И.	505, 574, 631	Федосенко В. С.	556	Ц	
Торопов М. Н.	829, 831, 868, 884, 886, 913, 918	Федосенко Е. В.	602, 618	Цирлин Г. Э.	735
Третьяков О. А.	7	Федосюк В. М.	323	Цой Д. Э.	11
Трофимов О. В.	428	Федотов И. А.	203	Цыбин Н. Н.	866, 926
Трубников Г. В.	448	Федулов Ф. А.	327	Цыпленков В. В.	790, 792
Трухин В. Н.	770	Фельчина-Абдулразак С. Х.	723	Цырлин Г. Э.	601, 695, 732
Трушин В. Н.	177, 764	Феоктистов А.	279	Ч	
Трушин О. С.	319	Фещенко А. А.	293, 329	Чалков В. Ю.	766
Тупчая А. Ю.	379, 391, 411, 552, 675, 359, 367, 420	Фещенко Р. М.	827, 920	Чараев И. А.	71
Турпак А. А.	219, 337	Филатов Е. В.	673	Чареев Д. А.	107
Туруткин К. В.	558, 697	Филатова Е. О.	911, 922	Чарикова Т. Б.	123
Турыгин А. П.	399, 422	Филимонов Ю. А.	163, 295, 297, 331	Чезганов Д. С.	399
Тюменцева А. В.	155	Филипов В. Б.	523, 548	Чеканова Л. А.	183, 185
У		Филиппенко Л. В.	121	Чекушкин А. М.	109, 864
Убыйвовк Е. В.	536, 732	Филиппов А. В.	309, 311	Чеплаков А. А.	175
Уваров А. В.	560	Филиппова (Мухамадеева) В. В.	252	Чербунин Р. В.	659
Угрюмов И. С.	768	Фирсов Д. А.	513, 772, 784,	Черемискина Е. В.	157
Удалов О. Г.	168	Фирсов Д. Д.	749	Черкова С. Г.	593
Ужаков И. Н.	540, 685	Флоринский И. В.	851	Черненко А. В.	794
Улитко В. А.	97, 113, 253	Флоря И. Н.	461	Черненко Н. Е.	751
Ульев Г. Д.	221	Фокин Д. А.	355	Чернов В. А.	845
Усанов Д. А.	699	Фомин Л. А.	197, 226, 428, 430	Черноглазов К. Ю.	283
Усачев Д. Ю.	313	Фоминов Я. В.	49, 117	Черноусов Н. Н.	219, 337
Усеинов Н. Х.	321			Черных И. А.	798
				Чернышев А. К.	851, 872, 874, 884, 886, 913, 915, 916, 918, 868

Чернышева М.	695	Шастин В. Н.	790, 792	Шубина К. Ю.	847
Чеченин Н. Г.	187	Шатилов В. С.	219	Шубина Т. В.	608
Чигарев С. Г.	197, 226	Шатохин А. Н.	858, 898	Шулейко Д. В.	589
Чигинева А. Б.	584	Шведцов О. О.	35	Шумилин А. В.	753, 800
Чижикова А. С.	339	Швидченко А. В.	339	Шур В. Я.	151, 353, 399, 422, 434
Чижова А. А.	630	Шевлюга В. М.	397, 523, 548	Шуравин Н. С.	18
Чиков А. А.	113	Шевчук И. Э.	829, 872, 874	Шустин М. С.	9, 134
Чичков В. И.	130	Шейдаев Т. С.	301	Шуткова С. А.	373
Чмырь С. Н.	606, 788	Шеин К. В.	71	Щ	
Чуев М. А.	199	Шелушинина Н. Г.	123, 558	Щеголев А. Е.	95
Чуйкин О. А.	125	Шенгуров В. Г.	766	Щепетильников А. В.	663
Чукеев М. А.	796	Шенгуров Д. В.	703, 729, 774, 814	Щетинина Е. В.	136
Чукланов А. П.	151, 255, 353, 393, 432	Шендрикова Л. А.	273	Ю	
Чумаков Н. К.	199, 798	Шерешевский И. А.	64	Юдина Е. Б.	339, 812
Чхало Н. И.	823, 825, 829, 839, 841, 845, 849, 853, 856, 866, 868, 870, 872, 874, 876, 880, 882, 884, 886, 888, 890, 892, 894, 895, 900, 902, 908, 910, 913, 915, 916, 918, 926, 928	Шерняков Ю. М.	677	Юлдашева А. Р.	145
Ш		Шерстякова В. Н.	604	Юнин П. А.	225, 509, 610, 633, 657, 703, 713, 764, 908
Шабанов С. Ю.	798	Шестак Л. И.	562	Юрасов Д. В.	703, 717, 814
Шаблыкин Д. Н.	612	Шестаков Д. В.	699, 806	Юсупов А. Р.	11
Шагинян В. Р.	127	Шикин А. М.	242	Юшков В. И.	267
Шадрин А. В.	53, 109, 221, 864	Шилов А. Л.	371, 375	Я	
Шалеев М. В.	705, 717, 814	Шитов С. В.	128, 130	Яблоков А. А.	454
Шалыгин В. А.	513	Шихова В. А.	422	Яблонский А. Н.	703, 717, 814
Шамирзаев Т. С.	761, 800, 802, 804	Шиховцов И. А.	768	Яковлев Д. Р.	800
Шандыба Н. А.	751	Шицевалова Н. Ю.	523, 548	Яковлев Д. С.	375
Шапошников Р. А.	841, 928	Шишелов А. Ф.	219	Якунин М. В.	558, 816
Шарафуллин И. Ф.	145, 287	Шишкин А. Г.	47	Якушев М. В.	540
Шарко С. А.	299, 341	Шиян Я. Г.	269	Якушкин С. С.	147
Шарков А. И.	620	Школдин В. А.	414, 657	Янцер А. А.	665, 774, 818
Шаров В. А.	847	Шмагин В. Б.	703	Ярославцев Р. Н.	223
		Шмаков В. А.	221	Ясинская Д. Н.	343
		Шоболов Е. Л.	808, 810	Яшин Ю. П.	276
		Шоболова Т. А.	808, 810		
		Шохрина А. О.	307		
		Штыгашев А. А.	33		
		Шуб Б. Р.	363		

СОДЕРЖАНИЕ 2-го ТОМА

Секция 3

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ: ЭЛЕКТРОННЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ

<i>Абрамкин Д. С., Петрушков М. О., Богомолов Д. Б., Есин М. Ю., Путьато М. А., Преображенский В. В.</i> Энергетический спектр новых GaSb/AlP квантовых точек	503
<i>Дмитриев Д. В., Колосовский Д. А., Голяшов В. А., Абрамкин Д. С., Торопов А. И., Журавлев К. С.</i> Удаление оксида и трансформация поверхности InP(001) в потоке мышьяка	505
<i>Протасов Д. Ю., Бакаров А. К., Абрамкин Д. С., Костюченко В. Я., Журавлев К. С.</i> Подвижность двумерного электронного газа на разных уровнях размерного квантования в гетероструктурах DA-pHEMT	507
<i>Абросимова Н. Д., Юнин П. А., Дроздов М. Н., Оболенский С. В.</i> Релаксация свойств структур «кремний на изоляторе» с различными дозами имплантации водорода после воздействия гамма- и гамма-нейтронного излучения.....	509
<i>Аверкиев Н. С., Коротченков А. В.</i> Выстраивание горячих экситонов в гибридных наноструктурах металл-полупроводник.....	511
<i>Адамов Р. Б., Мелентьев Г. А., Паневин В. Ю., Седова И. В., Сорокин С. В., Махов И. С., Фирсов Д. А., Шалыгин В. А.</i> Терагерцовая фотолюминесценция в структурах с квантовыми ямами n-GaAs/AlGaAs с различным положением компенсирующего р-слоя	513
<i>Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Рудаков А. О.</i> Влияние диэлектрической проницаемости квантовой ямы на спектр двумерных плазмонов	515
<i>Амиров И. И., Изюмов М. О., Куприянов А. Н.</i> Формирование яркой, цветной, наноструктурированной поверхности аморфного кремния при травлении в хлорсодержащей плазме.....	517
<i>Андреев И. В., Муравьев В. М., Семенов Н. Д., Заболотных А. А., Кукушкин И. В.</i> Релятивистские плазмон-поляритоны в экранированных двумерных системах.....	519
<i>Румянцев В. В., Морозов С. В., Жолудев М. С., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А.</i> Спектроскопия фотолюминесценции узкозонных твердых растворов HgCdTe с псевдорелятивистским законом дисперсии	521
<i>Артёмов Е. А., Мантузов А. В., Журкин В. С., Божко А. Д., Кудрявцев О. С., Андрюшечкин Б. В., Шевлюга В. М., Шицевалова Н. Ю., Филипов В. Б., Глушков В. В.</i> Особенности структуры поверхности и поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB ₆	523
<i>Архипов Р. М., Архипов М. В., Розанов Н. Н.</i> Самокомпрессия и самоостановка одноцикловых световых импульсов в тонких пленках резонансной среды	525
<i>Архипова Е. А., Дроздов М. Н., Краев С. А., Хрыкин О. И., Лобаев М. А., Вихарев А. Л., Горбачев А. М., Богданов С. А., Исаев В. А., Кудрин А. В.</i> Электрофизические характеристики эпитаксиальных слоев алмаза n-типа.....	526
<i>Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Дубинов А. А., Алешкин В. Я., Морозов С. В., Гавриленко В. И.</i> Некаскадный межподзонный инжекционный лазер среднего ИК-диапазона на основе HgCdTe.....	528
<i>Афоненко Ан. А., Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Хабибуллин Р. А.</i> Влияние селективного легирования на характеристики квантово-каскадных лазеров ТГц-диапазона.....	530
<i>Барышев В. Р., Егорова Е. Д., Гинзбург Н. С., Кочаровская Е. Р., Малкин А. М., Заславский В. Ю., Морозов С. В., Сергеев А. С.</i> Разработка одномодового РОС-гетеролазера с выводом излучения под углом к поверхности структуры.....	532
<i>Батаев М. Н., Кузнецова М. С., Панькин Д. В., Смирнов М. Б., Вербин С. Ю., Игнатьев И. В., Елисеев И. А., Давыдов В. Ю., Смирнов А. Н., Колобкова Е. В.</i> Электрон-фононное взаимодействие в нанокристаллах перовскитов, выращенных во фторфосфатном стекле	534
<i>Буравлев А. Д., Казакин А. Н., Нащекина Ю. А., Нащекин А. В., Убийвовк Е. В., Астраханцева В. А., Осипов А. В., Святец Г. В., Кукушкин С. А.</i> Формирование биосовместимых SiC-нанотрубок «сверху вниз»	536

<i>Звонков Б. Н., Антонов И. Н., Боряков А. В., Вихрова О. В., Данилов Ю. А., Дорохин М. В., Дикарева Н. В., Нежданов А. В., Парафин А. Е., Темирязева М. П.</i> Модификация углеродных пленок импульсным лазерным воздействием.....	538
<i>Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Меньшиков Р. В., Сидоров Г. Ю., Ужаков И. Н., Якушев М. В.</i> Электрофизические характеристики униполярных nВп-и МДП-структур на основе HgCdTe со сверхрешеткой в барьерной области	540
<i>Гавриков М. В., Глуховской Е. Г., Жуков Н. Д.</i> Квантовая проводимость в одиночных и связанных квантово-размерных частицах узкозонных полупроводников	542
<i>Гаврилов С. С.</i> Спиновые автоколебания поляритонной системы, возбуждаемой плоской электромагнитной волной	544
<i>Галимов А. И., Серов Ю. М., Рахлин М. В., Смирнов Д. С., Торопов А. А.</i> Исследование спиновой динамики электрона и дырки в одиночной InAs/GaAs квантовой точке.....	545
<i>Germanenko A. V., Romyantsev E. L.</i> Graphene in the magnetic field with constant gradient.....	547
<i>Глушков В. В., Божко А. Д., Журкин В. С., Анисимов М. А., Никонов М. К., Шевлюга В. М., Шицевалова Н. Ю., Филипов В. Б.</i> Поверхностный электронный транспорт в коррелированных топологических изоляторах SmB ₆ и YbB ₆	548
<i>Голеницкий К. Ю.</i> «Звездчатая» дисперсия поверхностных фонон-поляритонов в одноосных кристаллах.....	550
<i>Голяшов В. А., Соловова Н. Ю., Еремеев С. В., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Грузнев Д. В., Саранин А. А., Терещенко О. Е.</i> Эпитаксиальный рост сверхтонких пленок Вi на InAs(111)А	552
<i>Горлова И. Г., Никонов С. А., Зыбцев С. Г., Покровский В. Я.</i> Релаксация фотопроводимости в нановискерах слоистого квазиодномерного полупроводника TiS ₃	554
<i>Горох Г. Г., Федосенко В. С., Лозовенко А. А., Таратын И. А.</i> Исследование микроструктуры, состава и свойств титаната висмута, сформированного методами жидкой химии	556
<i>Гудина С. В., Боголюбский А. С., Неверов В. Н., Туруткин К. В., Шелушина Н. Г., Якунин М. В., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н.</i> Квантовые осцилляции магнетосопротивления в квантовых ямах HgTe с инвертированным зонным спектром.....	558
<i>Гудовских А. С., Уваров А. В., Баранов А. И., Вячеславова Е. А., Максимова А. А., Кириленко Д. А.</i> Плазмохимическое атомно-слоевое осаждение слоев и многослойных наноструктур GaP/InP на кремнии	560
<i>Гультиков Н. В., Шестак Л. И., Панарин В. А., Старынин М. Ю., Мармалюк А. А., Ладугин М. А.</i> Мощные лазеры на основе гетероструктур различных систем материалов: конструкция и технология.....	562
<i>Данилов Ю. А., Алафердов А. В., Вихрова О. В., Дудин Ю. А., Здоровейщев А. В., Крюков Р. Н., Лесников В. П., Нежданов А. В., Парафин А. Е., Путиримова Е. А.</i> Исследование углеродных наноструктур, выращенных импульсным лазерным методом	564
<i>Даишков А. С., Герчиков Л. Г., Горай Л. И., Костромин Н. А., Буравлёв А. Д.</i> Терагерцовые излучатели с активной областью на основе сверхмногопериодных решеток AlGaAs/GaAs.....	566
<i>Дворецкая Л. Н., Можаров А. М., Павлов А. В., Мухин И. С.</i> Фотодетектор на основе гексагонально-упакованных нитевидных нанокристаллов InAs(P).....	568
<i>Дворецкий С. А., Ступак М. Ф., Михайлов Н. Н., Варавин В. С., Ремесник В. Г., Макаров С. Н., Елесин А. Г., Верхогляд А. Г.</i> Новые центры рекомбинации в слоях КРТ МЛЭ на подложках (013) GaAs.....	570
<i>Демидов Е. С., Афанасьев Д. А., Карзанов В. В., Демидова Н. Е.</i> Люминесцентные, парамагнитные и транспортные свойства пористого кремния в зависимости от времени и условий формирования	572
<i>Деребезов И. А., Гайслер В. А., Гайслер А. В., Дмитриев Д. В., Торопов А. И., Rodt S., von Helversen M., Reitzenstein S.</i> Однофотонное излучение InGaAs квантовой точки, выращенной на подложке (111)В GaAs.....	574
<i>Дубинов А. А.</i> Лазер на основе HgCdTe с латеральной электрической накачкой	576
<i>Дьячкова О. О., Архипов Р. М., Архипов М. В., Пахомов А. В., Розанов Н. Н.</i> Создание и управление решетками разности населенностей с помощью предельно коротких негармонических униполярных импульсов в резонансных наноструктурах	578
<i>Есин В. Д., Авакянц А. А., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятков Э. В.</i> Измерение второй гармоники как инструмент для обнаружения спиновых текстур в магнитном полуметалле с узловой линией Fe ₃ GeTe ₂	580

<i>Ермина А. А., Солодовченко Н. С., Пригода К. В., Левицкий В. С., Большаков В. О., Павлов С. И., Толмачев В. А., Жарова Ю. А.</i> ГКР-активные подложки на основе внедренных наночастиц Ag в объем c-Si: моделирование, технология, применение	582
<i>Чигинева А. Б., Байдусь Н. В., Жидяев К. С.</i> Влияние конструктивных особенностей базовых слоев ГФЭ МОС GaAs-тиристорov на их напряжение переключения	584
<i>Жолудев М. С., Морозов С. В.</i> Расчёт резонансных состояний двухвалентного акцептора в CdHgTe	586
<i>Заболотных А. А.</i> Нелинейные плазменные квазимонохроматические волны в экранированных двумерных электронных системах	588
<i>Заботнов С. В., Шулейко Д. В., Данилов П. А., Кузьмин Е. В., Кункель Т. С., Лазаренко П. И., Козюхин С. А., Кашкаров П. К.</i> Многоимпульсное фемтосекундное лазерное воздействие на тонкие пленки сульфида и селенида мышьяка: изготовление иерархических поверхностных периодических структур	589
<i>Здоровейцев Д. А., Вихрова О. В., Данилов Ю. А., Дудин Ю. А., Лесников В. П., Здоровейцев А. В., Парафин А. Е.</i> Получение и исследование свойств слоев GaAs, легированных висмутом	591
<i>Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Зиновьева А. Ф., Степихова М. В., Черкова С. Г., Володин В. А., Двуреченский А. В., Скуратов В. А., Федина Л. И., Гутаковский А. К., Мудрый А. В., Бородавченко О. М., Живулько В. Д.</i> Центры ИК-фотолюминесценции, создаваемые в Si имплантацией ионов Ge ⁺ , Si ⁺ и Xe ⁺ с последующими отжигами	593
<i>Зиновьев В. А., Зиновьева А. Ф., Смагина Ж. В., Блошкин А. А., Кучинская П. А., Двуреченский А. В., Родякина Е. Е., Дьяков С. А., Фрадкин И. М., Смагин И. А., Степихова М. В., Новиков А. В.</i> Усиление интенсивности излучения Ge/Si квантовых точек в гибридных структурах с субволновыми решетками Al-нанодисков	595
<i>Иванов А. С., Павельев Д. Г., Оболенский С. В., Оболенская Е. С.</i> Радиационная стойкость источника субтерагерцового излучения после повторного нейтронного воздействия	597
<i>Ильина М. В., Соболева О. И., Польшвинова М. Р., Ильин О. И.</i> Исследование пьезоэлектрических свойств легированных азотом углеродных нанотрубок для разработки наногенераторов	599
<i>Илькв И. В., Лендяшова В. В., Талалаев В. Г., Бородин Б. Р., Резник Р. Р., Цырлин Г. Э.</i> Синтез квантовых точек InAs в кремнии и исследование оптических свойств	601
<i>Ищенко Д. В., Ахундов И. О., Голяшов В. А., Кох К. А., Степина Н. С., Супрун С. П., Тарасов А. С., Федосенко Е. В., Терещенко О. Е.</i> Эпитаксиальный рост 3D топологического изолятора Bi _{2-x} Sb _x Te _{3-y} Se _y методом МЛЭ	602
<i>Ищенко Д. В., Климов А. Э., Голяшов В. А., Пащин Н. С., Супрун С. П., Шерстякова В. Н., Терещенко О. Е.</i> Фоточувствительность пленок PbSnTe:In в дальнем ИК-диапазоне	604
<i>Казаков А. С., Чмырь С. Н., Галеева А. В., Артамкин А. И., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Банников М. И., Данилов С. Н., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р.</i> СВЧ-фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы Hg _{1-x} Cd _x Te	606
<i>Казанов Д. Р., Пошакинский А. В., Шубина Т. В.</i> Акустический эффект Парселла в цилиндрических микрорезонаторах для эффективных источников одиночных фотонов	608
<i>Калинников М. А., Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В., Новиков А. В., Красильник З. Ф.</i> Особенности формирования эпитаксиальных слоев InGaN для оптоэлектронных устройств красного и ближнего ИК-диапазонов	610
<i>Капустин Р. В., Гринвальд И. И., Агрба А. И., Воротынцев А. В., Петухов А. Н., Шаблыкин Д. Н.</i> Образование углеродных наноструктур при СВЧ-активированной конверсии метана	612
<i>Качоровский В. Ю., Поташин С. О., Голуб Л. Е., Бельков В. В., Ганичев С. Д.</i> Циклотронный и магнетоплазмонный резонанс в латеральных графеновых сверхрешетках	614
<i>Клеммер П. С., Митягин Ю. А., Теленков М. П., Савинов С. А., Воронова В. В., Пашкеев Д. А., Мартовицкий В. П., Карцев П. Ф.</i> Метод управления энергиями подзон в структурах из квантовых ям посредством введения в ямы тонких туннельно-прозрачных барьеров	616
<i>Климов А. Э., Ищенко Д. В., Голяшов В. А., Пащин Н. С., Супрун С. П., Тарасов А. С., Федосенко Е. В., Терещенко О. Е.</i> Отрицательная фотопроводимость в МДП-транзисторе на основе пленки PbSnTe:In	618
<i>Клоков А. Ю., Фролов Н. Ю., Шарков А. И., Покровский В. Я., Никитин М. В., Зыбцев С. Г.</i> Исследование упругих свойств тригонального NbS ₃ с помощью фемтосекундной оптической методики накачка-зондирование	620

<i>Козина О. Н., Мельников Л. А.</i> Генерация терагерцовой волны в гиперболической наноструктуре графен — полупроводник	622
<i>Козлов Д. В., Румянцев В. В., Иконников А. В., Разова А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В., Гавриленко В. И.</i> Формирование спектра ФЛ из узкозонных твердых растворов HgCdTe и переходы между состояниями нейтральных вакансий ртути с испусканием квантов света и акустических фононов	624
<i>Козлов Д. В., Румянцев В. В., Алешкин В. Я., Морозов С. В., Гавриленко В. И.</i> Влияние оптических фононов на гашение фотолюминесценции вакансий ртути в узкозонных твердых растворах HgCdTe при повышении температуры	626
<i>Комков О. С.</i> Новый оптический метод исследования узкозонных полупроводниковых наноструктур A^2B^6 и A^3B^5 — фотомодуляционная фурье-спектроскопия отражения.....	628
<i>Чиждова А. А., Гажулина А. П., Мухаматчин К. Р., Павлов Д. А., Тетельбаум Д. И., Конаков А. А.</i> Теоретический анализ электронной зонной структуры в ромбоэдрических фазах германия	630
<i>Колосовский Д. А., Дмитриев Д. В., Пономарев С. А., Торопов А. И., Журавлев К. С.</i> Определение энергии активации десорбции фосфора с подложки InP(001), отожженной в потоке мышьяка	631
<i>Королёв Д. С., Матюнина К. С., Никольская А. А., Белов А. И., Михайлов А. Н., Нежданов А. В., Крюков Р. Н., Сушков А. А., Павлов Д. А., Юнин П. А., Дроздов М. Н., Тетельбаум Д. И.</i> Ионный синтез наноразмерных включений Ga ₂ O ₃ в диэлектрических матрицах	633
<i>Королёв С. А.</i> Анализ и сопоставление детектирующих свойств неохлаждаемых диодных детекторов миллиметрового диапазона в рамках обобщённой теоретической модели.....	635
<i>Котова Л. В., Andr'e R., Mariette H., Кочерешко В. П.</i> Проявление анизотропии интерфейса в квантовых ямах CdTe	637
<i>Кочаровская Е. Р., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В.</i> Фазовый переход между монохроматическим сверхизлучательным состоянием и временным кристаллом в низкодобротном асимметричном резонаторе Фабри-Перо	639
<i>Кочаровский Вл. В., Кочаровская Е. Р., Кочаровский В. В.</i> Структура встречных волн и созданной ими полуволновой решётки инверсии населённостей в стационарном сверхизлучательном фазовом состоянии гетеролазера	641
<i>Кудрявцев К. Е., Румянцев В. В., Уточкин В. В., Дубинов А. А., Алешкин В. Я., Жолудев М. С., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В.</i> Внутризонная и межзонная релаксация неравновесных носителей заряда в лазерных структурах среднего ИК-диапазона на основе HgCdTe	643
<i>Кудряшов А. А., Барышникова С. В., Гусев С. А., Татарский Д. А., Лукичев И. С., Агарева Н. А., Поддельский А. И., Битюрин Н. М.</i> Фотоиндуцированный рост золотых наночастиц в полистирольной матрице	645
<i>Кузнецова И. А., Савенко О. В.</i> Взаимодействие электромагнитной Н-волны с наноструктурой «диэлектрик — полупроводник — диэлектрик» с учетом анизотропии зонной структуры полупроводника	647
<i>Кукушкин В. А., Лобаев М. А., Вихарев А. Л., Горбачёв А. М., Радищев Д. Б., Архипова Е. А., Дроздов М. Н., Кукушкин Ю. В., Исаев В. А., Богданов С. А.</i> Переход между законами Мотта и Аррениуса в температурных зависимостях сопротивлений сильно легированных бором дельта-слоев в осажденном из газовой фазы алмазе.....	649
<i>Кулебякина Е. В., Скориков М. Л., Колобкова Е. В., Кузнецова М. С., Белых В. В.</i> Неэкспоненциальная динамика фотолюминесценции нанокристаллов перовскитов CsPb(Cl,Br) ₃ и CsPbBr ₃ в матрице фторфосфатного стекла	651
<i>Кумар Рави, Теленков М. П., Митягин Ю. А.</i> Энергетическая структура мультиэкситонов в квантовых проволоках с продольным ограничивающим потенциалом.....	653
<i>Курицын Д. И., Маремьянин К. В., Хабибуллин Р. А., Морозов С. В., Гавриленко Л. В., Гавриленко В. И., Орлова Е. Е.</i> ТРХ-оптика для сбора (коллимации) терагерцового излучения квантово-каскадных лазеров.....	655
<i>Лебедев Д. В., Соломонов Н. А., Школдин В. А., Пермьяков Д. В., Новикова К. Н., Архипов А. В., Голубок А. О., Мухин И. С.</i> Электроуправляемые наноразмерные источники оптического излучения на основе плазмонных наноантенн	657
<i>Литвяк В. М., Чербунин Р. В., Солдатенков Ф. Ю., Калевич В. К., Кавокин К. В.</i> Проявление диполь-дипольного и квадрупольного взаимодействий в спектре коррелятора оптически охлажденных ядерных спинов объемного кристалла n-GaAs	659

<i>Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В., Калинин М. А., Новиков А. В., Красильник З. Ф.</i> Рост и оптические свойства InGaN-слоев для ИК-диапазона, полученных на кремнии, сапфире и темплайтах методом МПЭ ПА	661
<i>Лопатина С. А., Щепетильников А. В., Хисамеева А. Р., Николаев Г. А., Кукушкин И. В.</i> Псевдоспиновая степень свободы в сильно коррелированных электронных системах.....	663
<i>Мажукина К. А., Румянцев В. В., Дубинов А. А., Уточкин В. В., Разова А. А., Себина А. А., Фадеев М. А., Янцер А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В.</i> Генерация длинноволнового стимулированного излучения в непрерывном режиме в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe.....	665
<i>Мажукина К. А., Волкова Н. С., Горшков А. П.</i> Исследование оптических свойств нового сложного оксида CsTeMoO ₆	667
<i>Майдэбура Я. Е., Мансуров В. Г., Малин Т. В., Журавлев К. С., Немет М., Пех Б.</i> Формирование квантовых точек GaN по механизму капельной эпитаксии на поверхности слоя g-SiN, выращенного на подложке Si(111).....	669
<i>Недошивина А. Д., Макарецев И. В., Оболенский С. В., Тарасова Е. А., Конча М. И.</i> Моделирование транспорта электронов вдоль области 2DEG газа канала СВЧ полевого транзистора с учетом продольного распределения температуры.....	671
<i>Максимов А. А., Филатов Е. В., Тартаковский И. И.</i> Кинетика неравновесных процессов в инжекционном лазере с циркулярно поляризованным излучением на основе AlAs/(Al,Ga)As/GaAs микрорезонатора в широком температурном интервале	673
<i>Мараров В. В., Утас Т. В., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Вековшинин Ю. Е., Грузнев Д. В., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А.</i> Самосборка мономолекулярных слоёв фуллеренов C ₆₀ на системе Ti/NiSi ₂ /Si(111).....	675
<i>Махов И. С., Иванов К. А., Караборчев А. А., Шерняков Ю. М., Максимов М. В., Крыжановская Н. В., Жуков А. Е.</i> Многочастотная лазерная генерация в микролазерах с In _x Ga _{1-x} As/GaAs квантовыми точками.....	677
<i>Машинский К. В., Фатеев Д. В., Попов В. В.</i> Влияние аспектного соотношения на спектр плазмонов в графеновом прямоугольнике	679
<i>Микаева А. С., Голяшов В. А., Климов А. Э., Тарасов А. С., Ищенко Д. В., Супрун С. П., Кавеев А. К., Терещенко О. Е.</i> Электронная структура и спиновый транспорт в PbSnTe вблизи точки инверсии зон	681
<i>Михайлов А. В., Храпцов Е. С., Курдюбов А. С., Грибакин Б. Ф., Владимиров М. Р., Andre Regis, Игнатъев И. В.</i> Низкотемпературная экситонная динамика в квантовой яме CdTe/CdZnTe.....	683
<i>Михайлов Н. Н., Варавин В. С., Войцеховский А. В., Дворецкий С. А., Ремесник В. Г., Ужасков И. Н., Меньшиков Р. В., Сидоров Г. Ю.</i> Рост nVn-структур на основе твердых растворов CdHgTe для фотоприемников среднего и дальнего ИК-диапазонов	685
<i>Мишин А. В., Кочаровский Вл. В., Кочаровская Е. Р.</i> Поляритонные моды в запрещенной фотонной зоне сверхизлучающего гетеролазера. Сравнительный анализ при наличии и в отсутствие инверсии населенностей	687
<i>Моисеенко И. М., Фатеев Д. В., Попов В. В.</i> Плазмонные моды графена с произвольно направленным постоянным током	689
<i>Морозов М. Ю., Попов В. В.</i> Электрически управляемое возбуждение терагерцовых плазмон-поляритонов в желобковом металлическом волноводе с графеном	691
<i>Морозов С. В., Разова А. А., Уточкин В. В., Фадеев М. А., Румянцев В. В., Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Михайлов Н. Н., Гавриленко В. И.</i> Влияние эффекта Штарка на энергетические уровни размерного квантования в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe.....	693
<i>Мухин И. С., Неплох В. В., Кочетков Ф. М., Федоров В. В., Можаров А. М., Цырлин Г. Э., Насибулин А. Г., Исламова Р. М., Чернышева М.</i> Эластичные светоизлучающие мембраны на основе массивов A ^{III} B ^V нитевидных нанокристаллов, инкапсулированных в полимерные матрицы	695
<i>Неверов В. Н., Гудина С. В., Туруткин К. В.</i> Контактная разность потенциалов в отсутствие тока через образец в магнитных полях, отвечающих плато квантового эффекта Холла	697
<i>Нежданов А. В., Корнев Р. А., Фукина Д. Г., Скрунин В. Е., Ермаков А. А., Корнев А. Р., Скрылев А. А., Шестаков Д. В., Виноградова Л. М., Усанов Д. А., Мишин А. И.</i> Структурные и оптические свойства плёнок сульфида мышьяка, полученных в условиях квазиравновесной плазмы, инициируемой лазерным оптическим пробоем	699

<i>Никольская А. А., Королев Д. С., Михайлов А. Н., Белов А. И., Конаков А. А., Павлов Д. А., Тетельбаум Д. И.</i> Влияние состава диэлектрической пленки на кремнии и способа ее нанесения на фотолюминесценцию системы диэлектрик / кремний, подвергнутой ионному облучению	701
<i>Новиков А. В., Шмагин В. Б., Яблонский А. Н., Юрасов Д. В., Степихова М. В., Михайлов А. Н., Тетельбаум Д. И., Родякина Е. Е., Смагина Ж. В., Морозова Е. Е., Шенгуров Д. В., Краев С. А., Юнин П. А., Дроздов М. Н., Белов А. И.</i> Электрическая накачка фотонных кристаллов с самоформирующимися наноструктурами Ge(Si).....	703
<i>Новиков А. В., Степихова М. В., Дьяков С. А., Шалеев М. В., Перетокин А. В., Вербус В. А., Скороходов Е. В., Смагина Ж. В., Родякина Е. Е., Уткин Д. Е., Красильник З. Ф.</i> Управления ВИС-состояниями в двумерных фотонных кристаллах с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами	705
<i>Орлова Н. Н., Авакьянц А. А., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятков Э. В.</i> Проявление поверхностных состояний в магнитном отклике тонких флейков топологических полуметаллов	707
<i>Осинных И. В., Малин Т. В., Милахин Д. С., Журавлёв К. С.</i> Фотолюминесценция легированных кремнием гетероструктур AlGaIn/AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира и карбида кремния	709
<i>Охупкин А. И., Краев С. А., Данильцев В. М., Дроздов М. Н., Королев С. А., Зорина М. В.</i> Обработка поверхности арсенида галлия после травления в плазме хлорпентафторэтана.....	711
<i>Охупкин А. И., Дроздов М. Н., Юнин П. А., Краев С. А., Радищев Д. Б.</i> Влияние параметров плазмы на скорость осаждения и химический состав пленок алмазоподобного углерода	713
<i>Парфенов М. В., Качоровский В. Ю., Бурмистров И. С.</i> Индуцированный беспорядком переход в трубчатую фазу в анизотропных двумерных материалах.....	715
<i>Перетокин А. В., Степихова М. В., Яблонский А. Н., Юрасов Д. В., Шалеев М. В., Дьяков С. А., Родякина Е. Е., Смагина Ж. В., Новиков А. В.</i> Особенности люминесцентного отклика и зонной структуры двумерных фотонных кристаллов с наноструктурами Ge(Si) при разной глубине травления отверстий	717
<i>Пермякова О. О., Рогожин А. Е., Мьяконьких А. В., Руденко К. В.</i> Механизмы переключения в структурах на основе HfO ₂ /HfO _x N _y	719
<i>Петров А. С., Свищев Д. А.</i> Операторный подход к уравнениям электронной гидродинамики.....	721
<i>Подгаецкий К. А., Мармалюк А. А., Лобинцов А. В., Ладугин М. А., Данилов А. И., Дюделев В. В., Михайлов Д. А., Фельчина-Абдулразак С. Х.</i> Сравнение зеркальных покрытий для квантовых каскадных лазеров на основе гетероструктур InGaAs/AlInAs/InP	723
<i>Зыбцев С. Г., Покровский В. Я., Никонов С. А., Майзлах А. А., Зайцев-Зотов С. В., Снежко А. В.</i> Подвижности коллективных и одночастичных состояний в квазиодномерных проводниках.....	725
<i>Поташин С. О., Голуб Л. Е., Качоровский В. Ю.</i> Интерференционные эффекты в плазмонных сверхрешетках.....	727
<i>Разова А. А., Уточкин В. В., Фадеев М. А., Румянцев В. В., Дубинов А. А., Алешкин В. Я., Михайлов Н. Н., Шенгуров Д. В., Морозова Е. Е., Гусев Н. С., Гусев С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В.</i> Лазерное излучение в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с полосковыми резонаторами при оптической накачке.....	729
<i>Ревин А. А., Конаков А. А., Королев Д. С.</i> Оптические свойства нанокристаллов оксида галлия в матрицах широкозонных диэлектриков.....	731
<i>Резник Р. Р., Илькив И. В., Котляр К. П., Гридчин В. О., Убийвовк Е. В., Крыжановская Н. В., Аюбян Н., Цырлин Г. Э.</i> Особенности роста гибридных III-V наноструктур на полупроводниковых подложках.....	732
<i>Родионов Д. А., Загороднев И. В.</i> Магнитодисперсия плазмонов в анизотропной экранированной полосе с двумерным электронным газом.....	733
<i>Ростовцев Н. Д., Петров М. Ю., Кузнецова М. С., Котляр К. П., Илькив И. В., Цырлин Г. Э., Резник Р. Р.</i> Оптические свойства полупроводниковых нитевидных нанокристаллов.....	735
<i>Рудаков А. О., Алешкин В. Я., Дубинов А. А.</i> Оптимизация параметров гетероструктуры HgTe/CdHgTe для генерации двумерных плазмонов	737
<i>Румянцев В. В., Дубинов А. А., Уточкин В. В., Разова А. А., Фадеев М. А., Мажукина К. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В.</i> Стимулированное излучение в диапазоне длин волн 24–31 мкм в структурах с квантовыми ямами на HgCdTe.....	739

<i>Сарыпов Д. И., Похабов Д. А., Позосов А. Г., Жданов Е. Ю., Бакаров А. К.</i> Особенности баллистического транспорта в многоканальных квантовых точечных контактах, обусловленные магнитной фокусировкой.....	741
<i>Свит К. А., Абрамкин Д. С., Журавлев К. С.</i> Определение анизотропии формы нанокристаллов из тонкой структуры спектров поглощения рентгеновских лучей	743
<i>Себина А. А., Разова А. А., Уточкин В. В., Фадеев М. А., Румянцев В. В., Алешкин В. Я., Гавриленко В. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В.</i> Генерация стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в области 2.45–2.75 мкм при комнатной температуре	745
<i>Семиков Д. А., Волков П. В., Вязанкин О. С., Горюнов А. В., Лукьянов А. Ю., Тертышник А. Д.</i> Метод гомодинной демодуляции в тандемном низкокогерентном интерферометре.....	747
<i>Скворцов И. В., Тимофеев В. А., Машанов В. И., Никифоров А. И., Гутаковский А. К., Гаврилова Т. А., Лошкарев И. Д., Коляда Д. В., Фирсов Д. Д., Комков О. С.</i> Структурные и оптические свойства наногетероструктур на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn)	749
<i>Балакирев С. В., Черненко Н. Е., Крыжановская Н. В., Шандыба Н. А., Кириченко Д. В., Драгунова А. С., Комаров С. Д., Жуков А. Е., Солодовник М. С.</i> Влияние давления мышьяка при заращивании квантовых точек InAs тонким низкотемпературным слоем GaAs на их оптические свойства	751
<i>Степина Н. П., Баженов А. О., Шумилин А. В., Кунцевич А. Ю., Кириченко В. В., Ищенко Д. В., Терещенко О. Е.</i> Положительное магнетосопротивление и нелинейный эффект Холла в пленках трехмерного топологического изолятора (Bi,Sb) ₂ (Te,Se) ₃	753
<i>Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Степихова М. В., Перетокин А. В., Кучинская П. А., Барышникова К. В., Родякина Е. Е., Сергаева О. Н., Петров М. И., Новиков А. В.</i> Светоизлучающие структуры на основе пространственно-упорядоченных GeSi квантовых точек, встроенных в дисковые резонаторы	755
<i>Степихова М. В., Вербус В. А., Барышникова К. В., Петров М. И., Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Дьяков С. А., Новиков А. В.</i> Коллективные моды в люминесцентном отклике массивов дисковых резонаторов с nanoостровками Ge(Si)	757
<i>Тарасова Е. А., Хазанова С. В., Голиков О. Л., Пузанов А. С., Кодочигов Н. Е., Оболенский С. В.</i> Анализ неоднородностей DpHEMT-структуры на основе GaAs/In _{0.53} Ga _{0.47} As после нейтронного воздействия	759
<i>Кустов Д. А., Русецкий В. С., Голяшов В. А., Шамирзаев Т. С., Демин А. Ю., Терещенко О. Е.</i> Спин-зависимые явления в вакуумных нанoeлектронных устройствах.....	761
<i>Тетельбаум Д. И., Никольская А. А., Королев Д. С., Михайлов А. Н., Белов А. И., Трушин В. Н., Дроздов М. Н., Юнин П. А., Кудрин А. В.</i> Проблемы ионно-лучевого легирования сложных полупроводников на примере β-Ga ₂ O ₃	764
<i>Титова А. М., Алябина Н. А., Денисов С. А., Чалков В. Ю., Шенгуров В. Г., Здорвейцев А. В., Архипова Е. А., Бузынин Ю. Н.</i> Вольт-фарадные характеристики МОП-емкостей, сформированных осаждением слоев диэлектрика ZrO ₂ ·Y ₂ O ₃ на гетероструктуры Ge/Si(001).....	766
<i>Томинов Р. В., Вакулов З. Е., Шиховцов И. А., Угрюмов И. С., Смирнов В. А.</i> Исследование временной стабильности многоуровневого резистивного переключения в нанокристаллических пленках ZnO для нейроморфных систем	768
<i>Трухин В. Н., Мустафин И. А., Фань С., Калиновский В. С., Контрош Е. В., Прудченко К. К., Толкачев И. А.</i> Терагерцовая генерация в гетероструктурных p-i-n-диодах Al _x Ga _{1-x} As/GaAs.....	770
<i>Устименко Р. В., Караулов Д. А., Норватов И. А., Винниченко М. Я., Фирсов Д. А., Федоров В. В., Можаров А. М., Мухин И. С.</i> Межзонная фотолуминесценция и поглощение в нитевидных нанокристаллах InAs(P, N)/Si	772
<i>Уточкин В. В., Фадеев М. А., Разова А. А., Румянцев В. В., Кудрявцев К. Е., Мажукина К. А., Янцер А. А., Себина А. А., Морозова Е. Е., Шенгуров Д. В., Гавриленко В. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В.</i> Микродисковый HgCdTe-лазер диапазона 3–5 мкм, работающий при температурах, близких к комнатной.....	774
<i>Фадеев М. А., Уточкин В. В., Румянцев В. В., Дубинов А. А., Алешкин В. Я., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И., Морозов С. В.</i> Одновременная двухчастотная генерация в гетероструктурах Hg(Cd)Te/HgCdTe	776
<i>Фатеев Д. В., Полищук О. В., Попов В. В.</i> Электродинамические эффекты при возбуждении плазмонов в трехмерной структуре на основе графена	778

<i>Савельев В. В., Хазанова С. В.</i> Расчет транспортных характеристик двухслойного графена с различным углом разориентации	780
<i>Пузанов А. С., Хазанова С. В., Голиков О. Л., Тарасова Е. А., Забавичев И. Ю., Потехин А. А., Оболенская Е. С., Иванов А. С., Павельев Д. Г., Оболенский С. В.</i> Транспорт электронов в гетеробиполярном транзисторе со сверхрешеткой в области эмиттера	782
<i>Харин Н. Ю., Петрук А. Д., Винниченко М. Я., Паневин В. Ю., Фёдоров В. В., Фирсов Д. А.</i> Фотолюминесценция ближнего инфракрасного и терагерцового диапазонов в волноводных структурах на основе GaAs.....	784
<i>Хомицкий Д. В., Запруднов Н. А., Студеникин С. А.</i> Гармоники электрического дипольного спинового резонанса в двойной квантовой точке со спин-орбитальным взаимодействием	786
<i>Чмырь С. Н., Казаков А. С., Галева А. В., Артамкин А. И., Долженко Д. Е., Корнилов А. А., Горюнов Г. Е., Антипов С. Д., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Банников М. И., Рябова Л. И., Хохлов Д. Р.</i> Особенности гальваномагнитных явлений в структурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным энергетическим спектром.....	788
<i>Жукавин Р. Х., Цыпленков В. В., Ковалевский К. А., Шастин В. Н.</i> Двойные доноры в кремнии как потенциальная активная среда в терагерцовом диапазоне.....	790
<i>Цыпленков В. В., Жукавин Р. Х., Шастин В. Н.</i> Оптическое возбуждение спин-триплетных состояний двухэлектронных доноров в кремнии	792
<i>Черненко А. В., Бричкин А. С., Гольшиков Г. М.</i> Влияние вертикального электрического поля на прямые и межслойные экситоны в гетероструктурах $MoSe_2/WSe_2$	794
<i>Чукеев М. А., Игнатъев И. В.</i> Влияние электрического поля на экситоны в квантовой яме при дополнительном оптическом возбуждении	796
<i>Чумаков Н. К., Белов И. В., Андреев А. А., Езубченко И. С., Колобкова Е. М., Черных И. А., Николаев С. Н., Шабанов С. Ю., Валеев В. Г.</i> Эффект Шубникова — де Гааза и анизотропия рассеяния электронов в двумерном электронном газе магнитно-нелегированных гетероструктур $AlGaN/AlN/GaN$	798
<i>Шамирзаев Т. С., Смирнов Д. С., Шумилин А. В., Яковлев Д. Р., Bayer M.</i> Оптическая ориентация экситонов в квантовых точках $(In,Al)As/AlAs$ с непрямой запрещенной зоной в слабых продольных магнитных полях.....	800
<i>Жилицкий В. Е., Шамирзаев Т. С.</i> Формирование заряженных вакансий в анионной и катионной подрешетках $AlAs$	802
<i>Емельянов Е. А., Путьато М. А., Шамирзаев Т. С.</i> Низкоразмерные гетероструктуры $InAs/AlGaAs$, сформированные на GaAs подложках ориентации (110).....	804
<i>Шестаков Д. В., Нежданов А. В., Виноградова Л. М., Скрылев А. А., Ершов А. В., Павлов Д. А., Андрианов А. И., Маркелов А. С., Машин А. И., De Filipo G., Baratta M.</i> Влияние условий получения и последующего отжига на формирование нанокристаллической фазы в пленках TiO_x	806
<i>Шоболова Т. А., Шоболов Е. Л.</i> Исследование влияния типа подзатворного оксида и степени легирования кармана транзистора на его радиационную стойкость.....	808
<i>Шоболова Т. А., Кузнецов С. Н., Серов С. Д., Шоболов Е. Л.</i> Стабилитрон с управляемым рабочим напряжением на структуре «кремний на изоляторе».....	810
<i>Юдина Е. Б., Алексенский А. А., Богданов С. А., Букалов С. С., Лейтес Л. А., Радицев Д. Б., Вихарев А. Л., Вуль А. Я.</i> Получение нанокристаллической CVD алмазной пленки, легированной ионами Eu^{3+}	812
<i>Яблонский А. Н., Захаров В. Е., Юрасов Д. В., Новиков А. В., Шалеев М. В., Шенгуров Д. В., Родякина Е. Е., Смагина Ж. В.</i> Спектро-кинетические характеристики ФЛ $Ge(Si)$ островков в двумерных фотонных кристаллах с различной глубиной отверстий.....	814
<i>Якунин М. В., Алешкин В. Я., Подгорных С. М., Неверов В. Н., Попов М. Р., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А.</i> Необычный квантовый магнитотранспорт в двойной квантовой яме со слоями $HgTe$ шириной 8.5 нм	816
<i>Янцер А. А., Кудрявцев К. Е., Морозов С. В.</i> Связь содержания Cd в барьерах КЯ $HgTe/CdHgTe$ и характеристик стимулированного излучения в диапазоне 3–5 мкм	818

**МНОГОСЛОЙНАЯ И КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ
РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА**

<i>Антюшина Е. С., Чхало Н. И., Полковников В. Н., Вайнер Ю. А., Смертин Р. М.</i> Влияние кремниевых прослоек на структурные и отражательные характеристики Ni/Ti многослойных зеркал	825
<i>Антонова И. А., Арутюнов Г. П., Драгунов Д. О., Фещенко Р. М., Мельник Н. Н., Панже Д. Х. А., Соколова А. В., Соколова В. В., Gianoncelli A., Pollastri S.</i> Методы рентгеновского флуоресцентного микроанализа и рамановской спектроскопии для исследования депозитов натрия в мышечных тканях	827
<i>Артюхов А. И., Торопов М. Н., Шевчук И. Э., Пестов А. Е., Чхало Н. И.</i> Разработка установки безмасочной литографии для создания составных рентгеновских зеркал	829
<i>Ахсахалян А. А., Ахсахалян А. Д., Малышев И. В., Глушков Е. И., Петраков Е. В., Торопов М. Н.</i> Измерение формы цилиндрических поверхностей на интерферометре Zygo VeriFigure	831
<i>Бушуев В. А.</i> Влияние объемных неоднородностей и шероховатостей поверхности на фокусировку преломляющих рентгеновских линз	833
<i>Вишняков Е. А.</i> О практических аспектах управления частицами с помощью светового поля	835
<i>Гайкович К. П., Малышев И. В., Реунов Д. Г.</i> Теория ЭУФ и МР микроскопической аксиальной томографии на основе обратного преобразования Радона	837
<i>Гарахин С. А., Горай Л. И., Барышева М. М., Чхало Н. И.</i> Исследование дифракционных решеток с Au-и многослойным Mo/Si-покрытием в высоких порядках в мягком рентгеновском и ЭУФ-диапазонах	839
<i>Гарахин С. А., Шапошников Р. А., Барышева М. М., Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Многослойные рентгеновские зеркала типа Фабри — Перо на основе стековых структур	841
<i>Глаголев П. Ю., Дюжев Н. А., Корнеев В. И., Демин Г. Д.</i> Дифракционные явления в рентгеновской маске транспарентного вида в области длин волн 10–14 нм	843
<i>Глушков Е. И., Малышев И. В., Петраков Е. В., Чхало Н. И., Хомяков Ю. В., Ракиун Я. В., Чернов В. А., Долбня И. П.</i> Двухзеркальный многослойный монохроматор для синхротронов поколения 4+	845
<i>Горай Л. И., Мохов Д. В., Березовская Т. Н., Шаров В. А., Шубина К. Ю., Пирогов Е. В., Дашков А. С., Буравлев А. Д.</i> Si-решетки с блеском для МР- и ЭУФ-излучения: влияние шероховатости на дифракционную эффективность	847
<i>Гусева В. Е., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Расчет параметров плазмы твердотельного лазерно-плазменного источника	849
<i>Дедкова А. А., Флоринский И. В., Чернышев А. К.</i> Использование морфометрических величин при изучении рельефа поверхности рентгенооптических элементов	851
<i>Дуров К. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Модель формирования рентгенооптических покрытий с заданными параметрами методом магнетронного напыления	853
<i>Егоров Е. В., Егоров В. К.</i> Явление и следствия волноводно-резонансного распространения потоков рентгеновского излучения	854
<i>Зорина М. В., Михайленко М. С., Петрова Д. В., Пестов А. Е., Чхало Н. И.</i> Перспективы применения жидкого стекла для сглаживания поверхности оптических элементов	856
<i>Колесников А. О., Вишняков Е. А., Шатохин А. Н., Рагозин Е. Н.</i> Концепция одноэлементного широкополосного VLS-монохроматора высокого разрешения для ВУФ-диапазона	858
<i>Кулин Г. В., Франк А. И., Реброва Н. В., Захаров М. А., Гутфрейд Ф., Хайдуков Ю. Н., Ортега Л., Рошупкин Д. В.</i> Новый эксперимент по нестационарной дифракции нейтронов на поверхностной акустической волне	860
<i>Kumar N., Nezhdanov A. V., Pleshkov R. S., Polkovnikov V. N., Chkhalo N. I.</i> Vacuum annealed microstructural stability of beryllium in periodic multilayer mirrors	862
<i>Ломов А. А., Захаров Д. М., Тарасов М. А., Чекушкин А. М., Татаринцев А. А., Быков А. С., Ильина Т. С., Селезнев А. Е., Шадрин А. В.</i> Влияние гомобufferного слоя на морфологию, микроструктуру и твердость пленок Al/Si(111)	864
<i>Лопатин А. Я., Лучин В. И., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Цыбин Н. Н., Чхало Н. И.</i> Эмиссионные характеристики лазерно-плазменного источника экстремального ультрафиолетового излучения с тонкопленочными мишенями	866

<i>Мальшев И. В., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Торопов М. Н., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Плешков Р. С.</i> Внеосевой асферический коллектор для ЭУФ-литографии и МР-микроскопии.....	868
<i>Мальшев И. В., Реунов Д. Г., Чхало Н. И., Казаков Е. П., Лаврушкина С. В., Гольшиев С. А.</i> Изучение биологических образцов на зеркальном ЭУФ-микроскопе	870
<i>Михайленко М. С., Пестов А. Е., Зорина М. В., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Шевчук И. Э.</i> Исследование влияния ионно-пучкового травления на шероховатость поверхности монокристаллического сапфира	872
<i>Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Зорина М. В., Чхало Н. И., Салащенко Н. Н., Кумар Н., Шевчук И. Э.</i> Особенности поведения шероховатости основных ориентаций монокристаллического кремния при травлении ускоренными ионами инертных газов	874
<i>Морозов С. С., Гарахин С. А., Чхало Н. И.</i> Методика расчета многослойных рентгеновских зеркал для источников на основе обратного комптоновского рассеяния.....	876
<i>Некипелов С. В., Жук Н. А., Кржижановская М. Г., Сивков Д. В., Сивков В. Н.</i> Влияние легирования железом на высокотемпературную стабильность и тепловое расширение таналатов висмута-магния	878
<i>Нечай А. Н., Перекалов А. А., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского излучения на основе ксенона.....	880
<i>Гусева В. Е., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Исследование жидкостных мишеней для лазерно-плазменных источников в спектральном диапазоне «окна прозрачности воды» 2,3–4,4 нм.....	882
<i>Зорина М. В., Мальшев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Салащенко Н. Н., Торопов М. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И.</i> Развитие ионно-пучковых методов прецизионной обработки оптических поверхностей	884
<i>Волков П. В., Зорина М. В., Лопатин А. Я., Лукьянов А. Ю., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Торопов М. Н., Семиков Д. А., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Гордеев С. К., Виткин В. В.</i> Алмазокарбидокремниевый композит «скелетон» как перспективный материал для подложек рентгенооптических элементов	886
<i>Петраков Е. В., Чхало Н. И.</i> Разработка программного пакета для шивки данных интерферометра при измерениях рентгеновских зеркал	888
<i>Петрова Д. В., Зорина М. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чхало Н. И.</i> Изучение свойств и особенностей нанесения различных фоторезистов	890
<i>Плешков Р. С., Гарахин С. А., Дуров К. В., Зуев С. Ю., Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Радиационная и термическая стойкость многослойных зеркал на основе Ве/Al и W/Ве	892
<i>Полковников В. Н., Антюшин Е. С., Гарахин С. А., Чхало Н. И.</i> Возможности ИФМ РАН по созданию многослойных зеркал с линейными размерами до 600 мм.....	894
<i>Полковников В. Н., Чхало Н. И.</i> Многослойные зеркала рентгеновского и ВУФ-диапазонов: достижения и перспективы развития в ИФМ РАН.....	895
<i>Пунегов В. И.</i> Отражение рентгеновских лучей от изогнутого многослойного зеркала.....	896
<i>Колесников А. О., Михайлов В. Н., Рагозин Е. Н., Ратушный В. П., Соловьев А. А., Шатохин А. Н.</i> VLS-спектрографы скользящего падения для мягкой рентгеновской области спектра	898
<i>Реунов Д. Г., Мальшев И. В., Чхало Н. И.</i> Инструменты и методы контроля масок для EUV литографии.....	900
<i>Реунов Д. Г., Гусев Н. С., Михайленко М. С., Петрова Д. В., Мальшев И. В., Чхало Н. И.</i> Методика изготовления Si ₃ N ₄ -мембран в качестве подложек для мягкой рентгеновской микроскопии.....	902
<i>Самохвалов А. А., Сергушичев К. А., Елисеев С. И., Бронзов Т. П., Большаков Е. П., Гетман Д. В., Смирнов А. А., Бурцев В. А.</i> Исследование эмиссионного спектра быстрого капиллярного разряда в области «водяного окна».....	904
<i>Петрова О. В., Сивков Д. В., Некипелов С. В., Виноградов А. С., Корусенко П. М., Исаенко С. И., Скандаков Р. Н., Бакина К. А., Сивков В. Н.</i> Графитизация биоматериалов в процессе пиролиза в потоке аргона до 1200 °С.....	906
<i>Смертин Р. М., Гарахин С. А., Дроздов М. Н., Зуев С. Ю., Полковников В. Н., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И., Юнин П. А.</i> Влияние буферных слоев Мо на микроструктуру слоев и отражательные характеристики Ru/Ве многослойных зеркал	908
<i>Смертин Р. М., Барышева М. М., Гарахин С. А., Мальшев И. В., Полковников В. Н., Салащенко Н. Н., Чхало Н. И.</i> Применение методов «интерфейс-инжиниринга» для управления границами раздела в многослойных рентгеновских зеркалах Cr/Sc	910
<i>Соломонов А. В., Сахоненков С. С., Филатова Е. О.</i> Влияние Si и Ве барьерных слоёв на термическую стабильность многослойных зеркал Cr/Sc.....	911

<i>Мальшиев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Торопов М. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И.</i> Анализ формирования кольцевых структур, возникающих на поверхности оптических элементов в процессе ионно-пучковой обработки.....	913
<i>Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Чхало Н. И.</i> Обзор существующих моделей распыления твёрдого тела под действием ионно-пучковой бомбардировки	915
<i>Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Чхало Н. И.</i> Программа по расчёту коррекции локальных ошибок формы малоразмерным ионным пучком «РМС».....	916
<i>Артюхов А. И., Мальшиев И. В., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Торопов М. Н., Чернышев А. К., Чхало Н. И.</i> Развитие метода анализа систематической ошибки, возникающей при интерферометрических измерениях	918
<i>Фещенко Р. М., Митрофанов А. В.</i> О численном моделировании трековых мембран, используемых в качестве коллиматоров рентгеновского излучения	920
<i>Филатова Е. О.</i> Управление составом и протяженностью межфазных границ в многослойных рентгеновских зеркалах с целью повышения их отражательной способности.....	922
<i>Франк А. И., Захаров М. А., Кулин Г. А.</i> Эффект ускорения в квантовой механике и нейтронная оптика	924
<i>Зуев С. Ю., Лопатин А. Я., Лучин В. И., Салащенко Н. Н., Цыбин Н. Н., Чхало Н. И.</i> Пелликлы для промышленной проекционной литографии на длинах волн 11,4 и 13,5 нм.....	926
<i>Полковников В. Н., Чхало Н. И., Шапошников Р. А., Дуров К. В., Гарахин С. А.</i> Свойства короткопериодных многослойных рентгеновских зеркал Mo/V ₄ C	928
<i>Авторский указатель</i>	930

Научное издание

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Материалы XXVII Международного симпозиума

Нижний Новгород, 13–16 марта 2023 г.

Том 2: секции 3, 5

Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук
(ИПФ РАН),
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Оригинал-макет подготовлен сотрудниками
Редакционно-издательского сектора ИПФ РАН

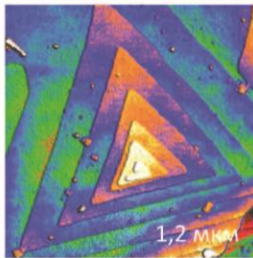
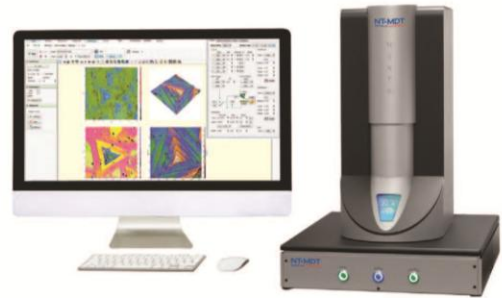
Формат 60×90^{1/8} Усл. печ. л. 59,0.
Тираж 200 экз. Заказ № 5(2023)

Отпечатано на ризографах в типографии ИПФ РАН,
603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

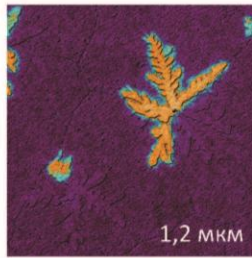
NEXT II

Результаты предельно высокого качества на повседневной основе

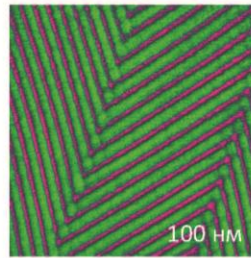
- Исследовательский АСМ с исключительным уровнем автоматизации подготовки и проведения эксперимента
- Рекордно низкий уровень шумов и высочайшая стабильность
- Полный набор самых современных методов АСМ, включая методы прыжковой микроскопии (Hybrid Mode™)



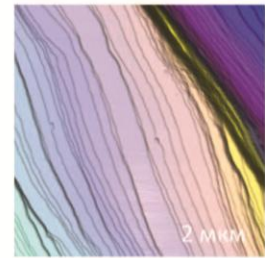
Остроконечная структура Al_2O_3 полученная с использованием ScanTriptic и в ручном режиме



Кристаллы пентацена. ЭСМ карта наложенная на рельеф



Молекулярные цепочки фторалканов F14H20 на блюде

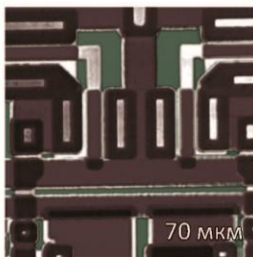


Кристалл поваренной соли

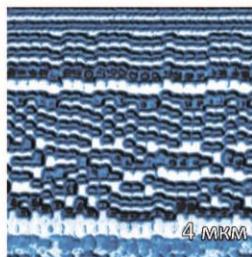
VEGA

Высокопроизводительный АСМ для исследования большемерных образцов

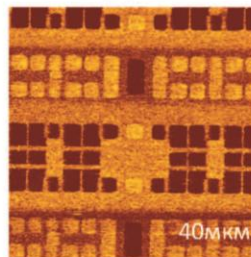
- Измерения рельефа и других поверхностных свойств с нанометровым пространственным разрешением на пластинах диаметром до 200 мм, большемерных образцах и массивах образцов
- Высочайший уровень автоматизации процессов настройки и измерений
- 50+ современных методов АСМ, включая методы высокоскоростной прыжковой микроскопии
- Быстрое сканирование для рутинных потоковых измерений морфологии структур



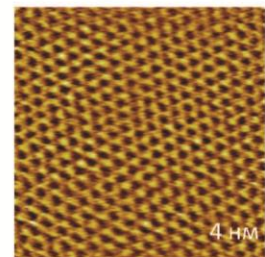
Рельеф фрагмента микросхемы



Магнитные домены в HDD 1 ТБ



Поверхностный пртенциал в SRAM



Атомное разрешение на графите

www.ntmdt-si.com

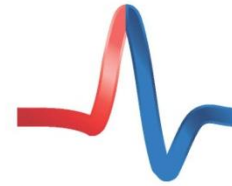
Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

Контроллер HD 2.0

Реализует самый широкий набор методов прыжковой атомно-силовой микроскопии

- Неразрушающие исследования мягких, хрупких и плохо зафиксированных объектов
- Быстрые количественные наномеханические и объемно-силовые измерения, неразрушающие измерения проводимости, пьезоэлектрического отклика, теплопроводности и термоэлектрических свойств, измерения магнитно-силовой, электростатической, сканирующей емкостной или Кельвин-зондовой силовой микроскопией
- Новые возможности картирования в зондово-усиленной спектроскопии комбинационного рассеяния (2D TERS mapping)



HybridMode™



Рельеф



Адгезия



Модуль Юнга



Латеральный пьезоотклик

Неразрушающее исследование пептидных нанотрубок на основе дифенилаланина методом Прыжковой АСМ. Размер скана: 7x7 мкм

ScanTronic™

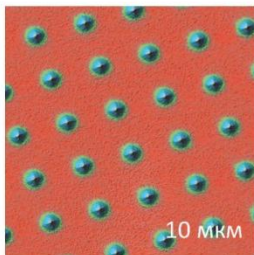
Программный модуль ScanTronic: полностью автоматическая настройка сканирования в полуконтактной АСМ

- Автоматическая настройка параметров обратной связи, амплитуды колебаний зонда, значения рабочей точки и скорости сканирования
- Выбор режима притяжения или отталкивания
- Сканирование без артефактов парашютирования или их компенсация
- Блестящие изображения рельефа и фазового контраста на образцах любой морфологии

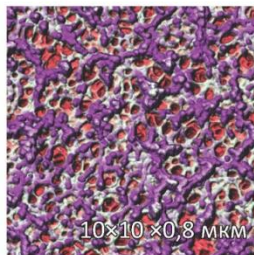


Техника дойдет до такого совершенства, что человек сможет обойтись без себя

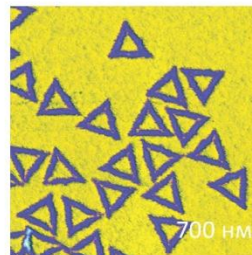
Станислав Ежи Лец



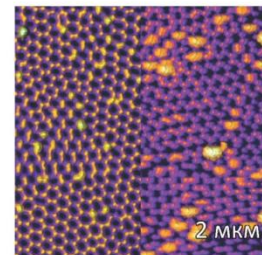
Массив заготовок АСМ зондов



Нитроцеллюлозная мембрана



ДНК-оригами на слайде



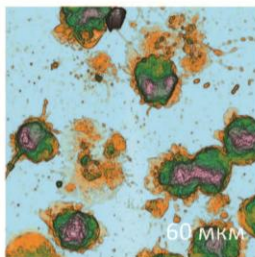
Остроконечная структура Al₂O₃ полученная с использованием ScanTronic и в ручном режиме

NTEGRA II

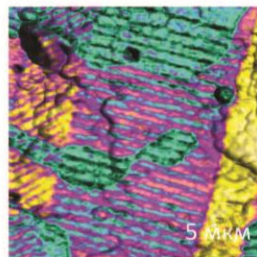
Легендарный АСМ для научных исследований,
оснащенный всеми новейшими решениями



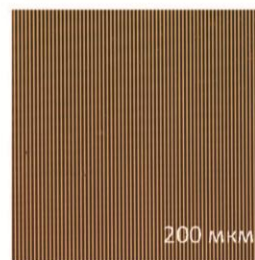
- Открытая архитектура: потрясающая гибкость системы и широчайшие возможности конфигурирования под конкретную научную задачу
- Все самые современные методы АСМ, включая самый широкий набор методов прыжковой микроскопии (Hybrid Mode)
- Автоматизация эксперимента благодаря интеллектуальному программному модулю ScanTronic
- Возможность развития до АСМ-Раман систем, систем микроскопии и спектроскопии нанометрового пространственного разрешения в видимом, ИК и ТГц диапазоне



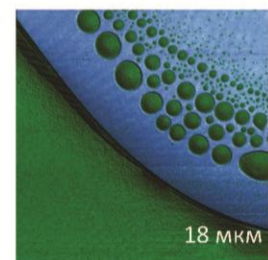
АСМ изображение нейтрофилов на стекле



Доменная структура тонкой пьезоэлектрической пленки



Изображение калибровочной решетки, полученное в конфигурации DualScan™

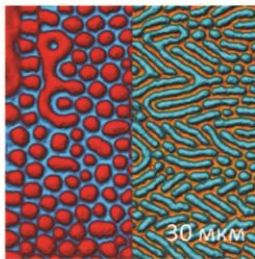
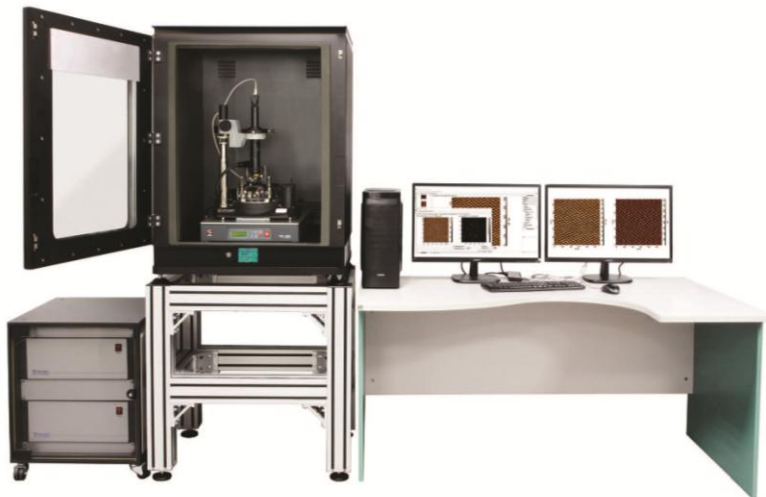


Карта модуля упругости смеси полистирола (голубой) с полиэтиленом (зелёный)

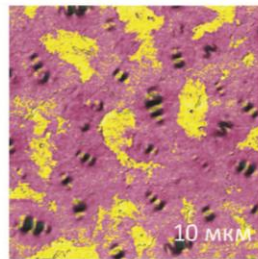
NTEGRA II - конфигурации и опции



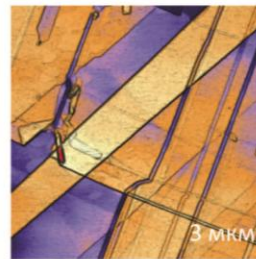
- Чтобы исключить влияние шумной среды, NTEGRA II поставляется в стандартном шкафу, обеспечивающем стабилизацию термодрейфов, акустическую и виброизоляцию
- NTEGRA II позволяет сканировать до 10 Гц со стандартными кантилеверами (резонансная частота до 500 кГц) и до 25 Гц с короткими кантилеверами (резонансная частота более 1 МГц)
- Для традиционной биологической визуализации ACM, а также биохимии и биоорганических приложений NTEGRA II использует уникальную герметичную ячейку с жидкостью, которая поддерживает замкнутый объем.
- Проведение ACM-измерений в условиях контролируемой атмосферы, низкого и среднего вакуума, а также в условиях приложения внешнего магнитного поля



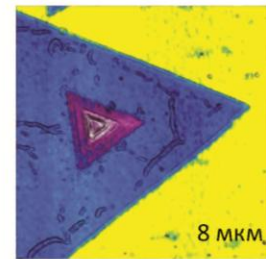
МСМ карты иттриевого железного граната до и после приложения латерального магнитного поля



Карта адгезии пленки битума



Поверхность ВОПГ в вакууме



Карта поверхностного потенциала чешуек WS_2 , выращенных на эпитаксиальном графене. Изображение получено в вакууме

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

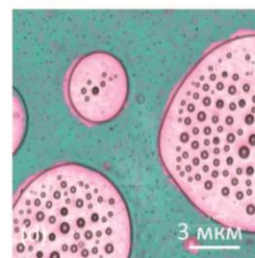
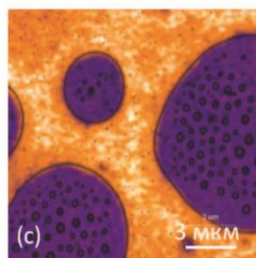
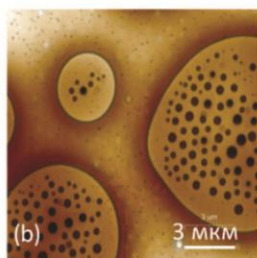
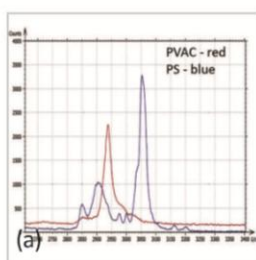
www.ntmdt-tips.com

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО «НТ-МДТ» резидента Сколково и ИИТЦ МГУ «Воробьевы горы»
Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»

NTEGRA Spectra II

Автоматизированная АСМ-Раман система

- Оптический доступ сверху, сбоку и снизу оптимизирован для Рамана, TERS и SNOM
- Открытый дизайн обеспечивает широкие возможности в настройке системы
- Допускается использование до 5 различных автоматически подключаемых лазеров
- АСМ-Раман исследования на воздухе, в контролируемой атмосфере, жидкости, при переменной температуре
- Полная автоматизация системы упрощает рутинные операции

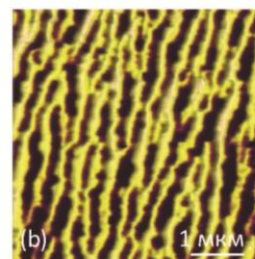
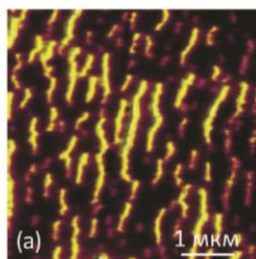
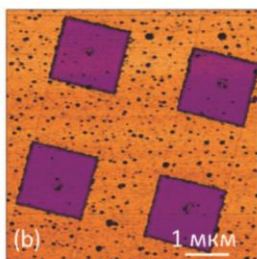
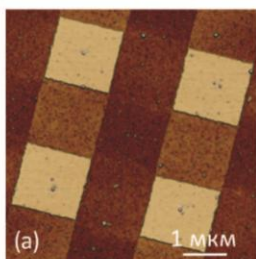


(a) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирена (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

NTEGRA nano IR

Инфракрасная микроскопия и спектроскопия с нанометровым пространственным разрешением

- Рассеивающая ближнепольная оптическая микроскопия (s-SNOM) в видимом, инфракрасном (ИК) и ТГц диапазонах
- Низкий дрейф и высокая стабильность системы
- Универсальный исследовательский АСМ с полным набором самых современных методов исследования морфологии, наномеханических, электрических и магнитных свойств образца, включая методы прыжковой микроскопии (Hybrid Mode™)
- Интеллектуальная система ScanTronic™ обеспечивает оптимальную для получения s-SNOM контрастов настройку режима взаимодействия зонда и образца



Рельеф (a) и p-SNOM амплитуда (b) решетки Si/SiO₂

Наложенные на рельеф изображения контрастов отражения при 55 °C (a) и при 67 °C (b), λ = 10.6 мкм. Образец представлен

prof. Liu (Stony Brook University, New York, USA)

www.ntmdt-si.com

Узнать больше

www.ntmdt-tips.com

NTEGRA®, NANOEDUCATOR®, HYBRIDMODE®, ScanT®, NT-MDT®, NT-MDT SPECTRUM INSTRUMENTS® являются зарегистрированными товарными знаками ООО "НТ-МДТ" резидента Сколково и ИНТЦ МГУ «Воробьевы горы»
Адрес: Москва, г. Зеленоград, проезд 4922, д. 4 стр. 3, 3 этаж – Технопарк «ЭЛМА»



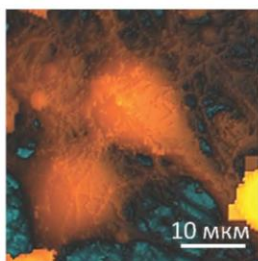
NTEGRA Marlin

Новейшая система АСМ-Раман-СМИП для биологических исследований

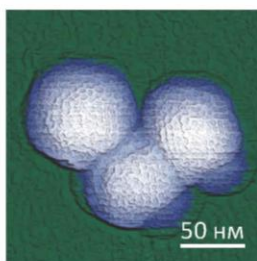
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



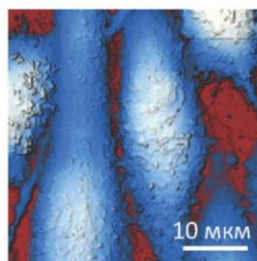
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



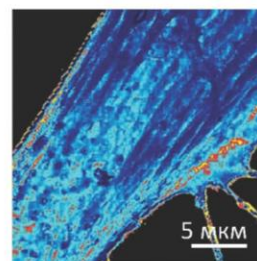
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РС3 предстательной железы человека

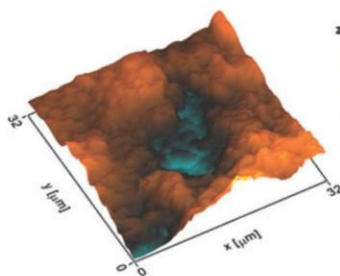


СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. $E=2$ Па..3,4 МПа

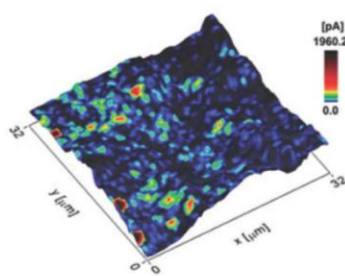
NTEGRA Helios

Интеграция наноИК-спектроскопии и электрохимической микроскопии

- Измерение электрохимической активности различных топливных элементов с наноразмерным разрешением путем создания локальной электрохимической ячейки
- Совмещенная система представляет собой капиллярный нанозонд, который заполняется катализатором, активирующим процесс зарядки-разрядки электрохимической ячейки



Топография поверхности образца CuHCF



Карта электрохимической активности образца CuHCF



ИНТЕГРА Гелиос с измерительной головкой СЭХМ



МИКРОСКОП СКАНИРУЮЩИЙ **ЗОНДОВЫЙ «СММ-2000»**

+7 (495) 364-60-93 | z-proton.ru | microscopy.su | b-loginov@mail.ru

ВСТРОЕННАЯ ВИБРОИЗОЛЯЦИЯ И ВЫСОЧАЙШЕЕ РАЗРЕШЕНИЕ

В базовой комплектации показывает атомы пиролитического графита в режиме сканирующей туннельной микроскопии.

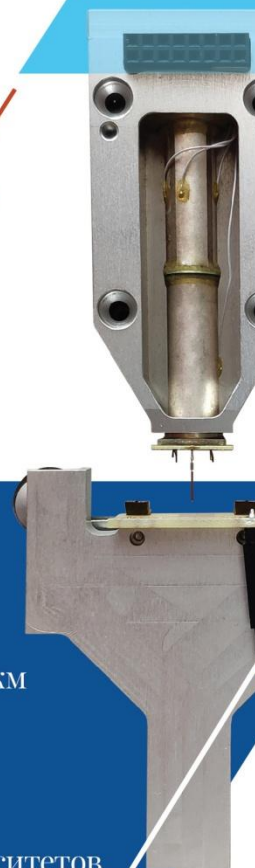
Для качественного осмотра малых и больших объектов микроскоп имеет сканеры с разными размерами полей по X/Y/Z.

Микроскоп предоставляет уникальную возможность сборки его и разборки – для встраивания в различные системы и для лучшего обучения, выдерживая сборки-разборки до 12 лет в учебных классах

Микроскоп СММ-2000 работает со стандартными зондами-кантилеверами, имеет 3 основных режима сканирующей туннельной, полуконтактной и контактной атомно-силовой микроскопии, а также более 25 дополнительных режимов по снятию карт различных физических характеристик.

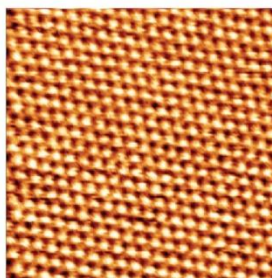


- Увеличение от 2 тыс. до 10 млн. крат
- Разрешение вплоть до АТОМОВ
- Трехмерный вид поверхности
- Измерение размеров от 0,2 нм до 40 мкм
- Распределение размеров зерен
- Анализ шероховатости до 0,2 нм
- Техподдержка 24/7 на «микроскоп.su»
- Серийный выпуск в России
- Для точных производств, науки и университетов
- Надежен даже для обучения в школах!

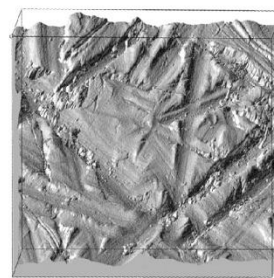


Микроскоп позволяет: отсканировать поверхность в выбранной точке образца, снять образец с микроскопа, воздействовать на образец тем или иным способом, например, напылить,

протравить или облучить, обратно установить образец в микроскоп и просканировать ту же с нанометровой точностью ранее выбранную точку на образце.



АТОМЫ ПИРОГРАФИТА
кадр 8,8×8,8 нм



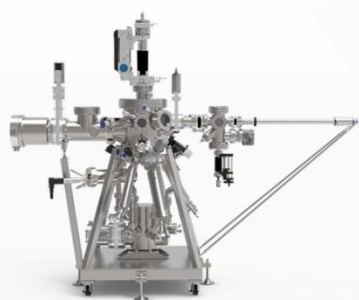
ШЛИФ СТАЛИ, кадр 10×10 мкм,
шероховатость Ra = 0,007 мкм

ПЕРЕДОВЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ РОСТА ТОНКИХ ПЛЕНОК

Наша компания обладает полной производственной цепочкой вакуумной промышленности: от вакуумной арматуры до сверхбольших вакуумных систем длиной в десятки метров, сконфигурированных в зависимости от индивидуальных задач.



КОМПЛЕКСНЫЕ
СИСТЕМЫ



МВЕ СИСТЕМЫ



ЭФФУЗИОННЫЕ ЯЧЕЙКИ



4,5,6-ОСЕВЫЕ МАНИПУЛЯТОРЫ

Для получения дополнительной информации обращайтесь:

**ЭКСИТОНАНАЛИТИК**

✉ info@exiton-analytic.ru

☎ +7 (812) 322-58-99

exiton-analytic.ru

Измерители и регуляторы

расхода и давления

газов и жидкостей

для создания материалов нанoeлектроники



Инновационные МЭМС-регуляторы расхода газа

Высокая точность и быстродействие
Оптимальны для быстро изменяющихся процессов

«Классические» регуляторы массового расхода газа

Стабильное и надежное поддержание расхода даже
коррозионных газов



Расходомеры и регуляторы расхода жидкости

Возможность контроля микрорасходов от 0,04 г/ч
Системы дозирования на основе расходомера с насосом

Измерители и регуляторы давления

Регулирование давления «до себя», «после себя», «в объеме»



Россия, 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3

T: (495) 789-3664; 333-3325

E: sales3@siplus.ru

I: www.massflow.ru

ООО «Мелитэк Тестинг» занимается поставкой и сервисом оборудования для исследования свойств материалов. Основным направлением деятельности компании является комплексное решение задач производственных и исследовательских организаций в области материаловедения, химического и фазового анализа, а также физико-механических испытаний.



ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ПРОБОПОДГОТОВКИ

- отрезные станки;
- оборудование для запрессовки образцов;
- шлифовально-полировальные станки;
- электролитическая подготовка;
- расходные материалы.



МИКРОСКОПЫ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

- стереоскопические микроскопы;
- инвертированные металлографические микроскопы;
- прямые микроскопы;
- прямые биологические микроскопы;
- прямые поляризационные микроскопы;
- измерительные микроскопы;
- микроскопы для исследования микроскопических компонентов;
- цифровые камеры и программное обеспечение.



ЭЛЕКТРОННЫЕ МИКРОСКОПЫ

- настольные сканирующие электронные микроскопы;
- современные универсальные сканирующие электронные микроскопы сверхвысокого разрешения;
- высокопроизводительные прецизионные исследовательские двухлучевые системы;
- высокотехнологичные просвечивающие электронные микроскопы ультравысокого разрешения.



ФИЗИКА ПОВЕРХНОСТИ

- профилометры: трехмерные измерения;
- нанотвердомеры: оценка твердости слоев, модуля упругости, ползучести и упругого восстановления;
- скрэтч-тестеры: метод царапания;
- трибометры: оценка параметров износа.

Ключевое преимущество нашей компании заключается в том, что мы поставляем заказчикам полноценные решения, включающие в себя разработку методики измерений, доставку и монтаж оборудования, обучение персонала, сервисную и методическую поддержку. Менеджеры по продажам и сервисные инженеры имеют специальное образование и большой опыт работы. Сотрудники компании проходят ежегодное обучение на заводах-изготовителях оборудования, что подтверждается соответствующими сертификатами. На базе московского офиса компании создана демонстрационная лаборатория, где заказчики имеют возможность провести исследования и измерения образцов и выбрать оптимальное решение для своих задач.

ТВЕРДОМЕРЫ

- шкалы Роквелла, Виккерса, Бринелля, Кнупа;
- полуавтоматические и полностью автоматические системы;
- универсальные твердомеры, сочетающие в себе возможность прямых измерений по нескольким методам;
- специальные решения на заказ, интеграция в промышленную линию.



ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

- машины для статических и динамических испытаний различных материалов;
- маятниковые копры для испытаний на ударную вязкость по методам Шарпи, Изода, инструментированные испытания;
- высокочастотные (резонансные) испытательные системы;
- стандартные модели и специальные решения для физико-механических испытаний;
- модернизация существующей отечественной и зарубежной испытательной техники.



АНАЛИЗАТОРЫ ХИМИЧЕСКОГО И ФАЗОВОГО СОСТАВА МАТЕРИАЛОВ

- мобильные и стационарные опико-эмиссионные и рентгеновские спектрометры;
- анализаторы для измерения массовых долей C, S, O, H, N в твердых материалах;
- рентгеновские дифрактометры;
- атомно-абсорбционные спектрометры, опико-эмиссионные спектрометры с индуктивно-связанной плазмой, масс-спектрометры с индуктивно-связанной плазмой, спектрофотометры видимого и УФ-диапазона;
- высокая скорость и точность измерения химического состава практически любых материалов;
- качественный и количественный фазовый анализ, определение размеров кристаллитов и микронапряжений, анализ текстур, анализ остаточных макронапряжений;
- ИК- и КР-спектрометры.



ПРОМЫШЛЕННЫЕ ТОМОГРАФЫ

- линейка рентгеновских источников для разных режимов сканирования – от нанофокусного до режима высоких энергий;
- неразрушающий метод визуализации внутренней структуры объекта с разрешением до сотен нанометров;
- уникальные аппаратно-программные решения для сканирования объектов любой формы и состава;
- автоматизация всех процессов, реконструкции, анализа полученных изображений;
- создание трехмерных моделей.



Москва
info@melytec.ru
+7 (495) 781-07-85

Санкт-Петербург
infospb@melytec.ru
+7 (812) 380-84-85

Екатеринбург
infofoural@melytec.ru
+7 (343) 287-12-85

Таллин
info@melytec.ee
+372 (5) 620-32-81

Усть-Каменогорск
infofz@melytec.ru
+7 (7232) 41-34-18

ООО «Криогенные приборы» — это торгово-производственная компания, выполняющая поставки научного оборудования для лабораторий и промышленности почти 15 лет. Основное направление деятельности — производство криостатов для научных исследований. Помимо разработки, проектирования, изготовления и проведения ПНР, мы выполняем гарантийное и постгарантийное сервисное обслуживание криостатов, а также их модернизацию под новые задачи. Наши высококвалифицированные технические специалисты всегда готовы помочь с подбором оборудования, максимально соответствующего требованиям эксперимента заказчика.

Наша компания производит следующее оборудование:

- стандартные компактные заливные азотные криостаты моделей LN-120 и LN-121-SPECTR, прекрасно зарекомендовавшие себя на рынке;
- азотные и гелиевые криостаты проточного и замкнутого типа — стандартные либо проектируемые под задачи пользователя;
- гелиевые криостаты замкнутого типа со сниженными вибрациями;
- криостаты с образцом в обменном газе;
- криостаты, позволяющие работать на температурах вплоть до 0.3/0.9 К;
- сверхпроводящие магниты с отверстием комнатной температуры (RTB) или с камерой переменных температур (VTI), заливные и замкнутого типа, оптические и неоптические;
- переливные устройства для LN₂ и LHe с ЭВТИ и системы выдачи азота;
- криовакуумные камеры и холодные экраны для вакуумных камер, а также температурные столы для вакуумных камер;
- генераторы жидкого азота производительностью от 20 до 300 л/сутки.

Основные типы поставляемого оборудования:

- гелиевые ожижители производительностью от 20 до 200 л/сутки;
- Термостатируемые столики с диапазоном температур $-190... + 1200$ °С;
- сопутствующее оборудование — криогенные провода, температурные датчики, мониторы и контроллеры, источники тока, сосуды Дьюара и др.;
- LN₂ генераторы смесового типа производительностью от 1 до 50 л/ч;
- турбомолекулярные вакуумные откачные посты, вакуумные датчики, арматура и все сопутствующие товары;
- оборудование для вакуумных систем — сверхвысоковакуумные переносные камеры, системы линейного перемещения (от 1 до 5 осей), высокотемпературные и ионно-лучевые испарители, затворы и др.;
- электромагниты, катушки Гельмгольца и установки на их основе (VSM, системы измерения эффекта Холла, Керра, установки размагничивания);
- оптическое и лазерное оборудование и виброизоляционные столы;
- электрическое измерительное оборудование (мультиметры, источники тока, LCR-метры и т.п.);
- синхронные усилители с частотным диапазоном до 60 МГц;
- системы перемещения с пьезоприводами;
- оборудование для СВЧ-измерений: детекторы, циркуляторы, изоляторы, коаксиальные провода и т. п.;
- чиллеры и термостабилизаторы — от компактных настольных для лазеров до промышленных систем уличного исполнения;
- оптические компоненты, полупроводниковые подложки, сцинтилляторы, кристаллы для лазеров, окна прозрачности.

Кроме того, мы занимаемся **выполнением обслуживания криогенных и вакуумных систем**. Наша производственная база имеет все необходимые инструменты, оборудование и ЗИП. Основные выполняемые работы: плановые ТО, диагностика неисправностей, вакуумирование объемов и проверка на течи, обслуживание криорефрижераторов и компрессоров, модернизация оборудования.



Российское приборостроительное предприятие — акционерное общество «ОПТЭК» существует на рынке аналитического оборудования с 1989 года.

В номенклатуре продукции предприятия: газоанализаторы для атмосферного мониторинга, контроля воздуха рабочей зоны, газовых промышленных, транспортных выбросов и технологических газовых смесей. Предприятием производятся портативные и стационарные, одно- и многокомпонентные газоанализаторы, оптимизаторы горения, пробоотборные устройства (аспираторы), генераторы газовых поверочных смесей, рамановские аналитические системы. Предприятие поставляет различные расходные и комплектующие материалы для газоанализаторов и аналитических систем.

Производимые средства измерения зарегистрированы в Государственных реестрах России, Казахстана, Белоруссии, Китая и имеют соответствующие сертификаты. Ряд приборов отмечен дипломами и медалями конкурсов, проводимых Госстандартом и Правительством РФ.



Since 1989 OPTEC JSC has been developing and manufacturing high quality and cost-effective analytical equipment. Located in St. Petersburg, Russia, our company offers a comprehensive range of instruments for numerous application fields, such as ambient air quality monitoring, occupational safety, industrial processes control, research. Our product portfolio includes portable or fixed, mono-or- multi channeled gas analyzers, air-monitoring stations, combusting processes controllers, sampling pumps, sampling probes, calibration gas generators, Raman spectrometers, data loggers and software packages.

Being focused on demanding requirements in terms of accuracy and reliability, we implement only advanced technologies. Most of our devices are compatible and can be integrated into a sophisticated multi-component air analysis network.

We provide customers with onsite preventative maintenance and repair services ensuring years of dependable performance. All measuring systems have approvals and certificates in Russian Federation, Kazakhstan, Belorussia and China.



Акционерное общество
«Научное и технологическое оборудование»

СПЕЦИАЛЬНОЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ И ПРОИЗВОДСТВА ЭКБ

Молекулярно-лучевая эпитаксия

| A3N | A3B5 | A2B6

Плазмохимическое травление и осаждение

| ICP-RIE | RIE | ICP-PECVD | PECVD

Физическое осаждение

| Магнетронное распыление
| Электронно-лучевое напыление

Быстрый термический отжиг и процессинг



ПРОИЗВОДСТВО И РЕИНЖИНИРИНГ КОМПЛЕКТУЮЩИХ И КЛЮЧЕВЫХ УЗЛОВ

Молекулярные источники
Вводы вращения
Ростовые и линейные манипуляторы

в том числе для установок МЛЭ иностранного производства



АО «НТО»
194156, Россия, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, д. 27
Тел.: +7 (812) 601-06-05, e-mail: sales@semiteq.ru

www.semiteq.ru





Атомные силовые микроскопы и оборудование для изучения эффекта Холла.

NanoMagnetics Instruments Ltd. была организована в мае 1998 года и на данный момент является одним из лидеров в разработке атомных силовых микроскопов и оборудования для изучения эффекта Холла.



ezAFM & ezAFM+

Простой и надежный;
Большая область сканирования (120x120x40 мкм или 40x40x4 мкм);
Установка за 1 час;
Бесплатное ПО с регулярными обновлениями;
Встроенный оптический микроскоп 2 мкм разрешения;
Встроенная камера FHD;
Использование универсальных кантилеверов;
Гарантийный и послегарантийный сервис.



АСМ высокой производительности hpAFM

Диапазон сканирования: 100x100x12 мкм;
Разрешение: 0,01 нм;
Методики: 8 стандартных методик;
Камера: 0,7 мкм оптическое разрешение;
Акустический, тепловой и виброизоляционный шкаф;
Оptionальное охлаждение и нагрев;
Работа в воздушной среде и в жидкости;
Использование универсальных кантилеверов;
Оptionальный генератор магнитного поля;
Послепродажный и послегарантийный сервис высокого уровня.



NanoMagnetics Instruments Ltd. предлагает широкий выбор оборудования для исследований эффекта Холла. Измерения эффекта Холла и магнитостойкость идеально подходят для исследования материалов, разработки продукции и контроля качества. Компания производит 2 модификации оборудования - с постоянными магнитами до 1Т и электромагнитами до 2,5Т. Возможно применение высокотемпературных и низкотемпературных ячеек.

Официальный дистрибьютор **NanoMagnetics Instruments Ltd.** в РФ

ООО «АКА-ЛОДЖИК»

Московская обл., г. Красногорск, ш. Ильинское, д. 1А.

Тел: +7969-077-72-72, e-mail: main@aka-logic.ru

<https://nanoafm.ru>

Оборудование **Bio-Logic** для электрохимических исследований и тестирования батарей.

<https://ilpa-tech.ru>

Центр Технического Сопровождения «НАУКА» занимается поставкой и обслуживанием научного оборудования для лабораторий. Работа с ЦТС «НАУКА» — это:

- широкий спектр научного лабораторного оборудования и расходных материалов
- возможность поставки серийного оборудования и по индивидуальным проектам
- своевременная реакция на запросы по оборудованию
- гибкая ценовая политика и оперативное решение всех возникающих задач
- ответственное исполнение всех условий договора
- полное соответствие поставленного оборудования техническим спецификациям
- разработка и постановка методик измерения и анализа (для аналитического оборудования)
- собственные сертифицированные компаниями-производителями сервисные инженеры
- гарантийное и постгарантийное обслуживание оборудования и техническая поддержка пользователей.

ЦТС «Наука» предлагает к продаже следующее оборудование

- Криостаты заливные, проточного и замкнутого типов (на цикле Гиффорда-МакМагона, на пульсационных трубах), а также криостаты-вставки в сосуды Дьюара
- Поточные охладители
- Криостаты замкнутого и проточного типа, а также проб-станции от Advanced Research Systems, США
- Температурные столики для охлаждения (до -196°C) и нагревания (до 1500°C) образцов для микроскопии, производства Linkam Scientific Instruments (Великобритания)
- Расходные материалы для криогенных систем (сенсоры, провода, контроллеры и др.)
- Криостаты со сверхпроводящими магнитами, в т. ч. для микроскопии
- Системы для измерений в магнитных полях от Cryogenic Limited, Великобритания



Все предлагаемые криостаты могут быть поставлены как отдельно, так и вместе с сопутствующим оборудованием — откачными постами, температурными контроллерами, дополнительными температурными датчиками, различными средствами измерений и т. д.

Компания ЦТС «НАУКА» предлагает пользователям в России и СНГ как стандартные решения, которые отличаются невысокой ценой и малыми сроками поставками, так и нестандартные системы, построенные с учетом всех требований заказчика.

С 2016 года у компании ЦТС «НАУКА» открыт интернет-магазин расходных материалов и комплектующих для лабораторий широкого спектра www.nauka-shop.ru, в котором представлено более 50 000 наименований.

Наши поставщики



ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ АНАЛИЗА ПОВЕРХНОСТИ

✓ XPS, ARPES, NAP-XPS, SPM, PEEM/LEEM, HAXPES, AES, MBE, UPS, SIMS и другие

✓ Насосы, компоненты и комплектующие вакуумных систем

✓ Системы позиционирования, манипуляторы и трансляторы



РЕНТГЕНОВСКИЕ ДИФРАКТОМЕТРЫ

✓ Настольные порошковые дифрактометры

✓ Дифрактометры с точечным и линейным детектором

✓ Дифрактометры с высоким разрешением для анализа тонких пленок

✓ Монокристалльные дифрактометры

ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПАРИТЕЛИ И ДЕТЕКТОРЫ

✓ Рентгеновские, ионные и плазменные источники

✓ Электронные источники и электронно-лучевые испарители

✓ Рентгеновские детекторы и детекторы электронов

