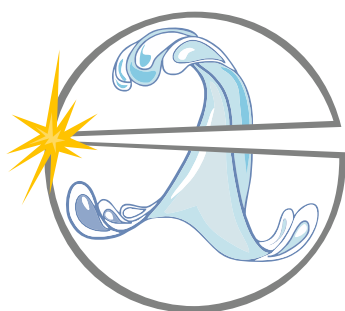




**ВСЕРОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
С МЕЖДУНАРОДНЫМ УЧАСТИЕМ**



ЕНИСЕЙСКАЯ ФОТОНИКА — 2024

**ТЕЗИСЫ
ДОКЛАДОВ**

ТОМ 1

**Красноярск
16–20 сентября 2024 года**

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Сибирский федеральный университет
Институт инженерной физики и радиоэлектроники

Национальный исследовательский университет ИТМО
Научно-образовательный центр фотоники и оптоинформатики

Российская академия наук
Сибирское отделение
Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр»
Институт физики им. Л. В. Киренского

ЕНИСЕЙСКАЯ ФОТОНИКА – 2024

Всероссийская научная конференция
с международным участием

тезисы докладов

16 – 20 сентября 2024 г.

Красноярск
2024

УДК 535
ББК 22.34
Е 63

Енисейская Фотоника – 2024. Всероссийская научная конференция с международным участием. Тезисы докладов. 16–20 сентября 2024 года, Красноярск. Т. 1. – Изд-во ИФ СО РАН, 2024. – 299 с.

В сборнике представлены тезисы докладов всероссийской научной конференции с международным участием «Енисейская Фотоника – 2024» проходившей в г. Красноярске с 16 по 20 сентября 2024 г. Сборник предназначен для научных сотрудников, аспирантов, преподавателей и студентов, интересующихся проблемами фотоники, оптики и спектроскопии. Печатаются по решению Программного комитета конференции в авторской редакции.

ISBN 978-5-6050879-2-2

ISBN 978-5-6050879-2-2



© Коллектив авторов, 2024
© Сибирский федеральный университет, 2024
© Университет ИТМО, 2024
© Институт физики им. Л. В. Киренского, 2024



DIAMOND I

АЛМАЗНЫЙ КВАНТОВЫЙ КОМПЬЮТЕР ДЛЯ ОБУЧЕНИЯ

О приборе

Первый в мире двух-кубитный образовательный квантовый компьютер основан на спиновом магнитном резонансе азотно-вакансионного (NV) центра в алмазе.

- Настольное устройство с модульной конструкцией.
- Работает при комнатной температуре.
- Множество обучающих функций.
- Помогает открывать и/или оптимизировать курсы физических экспериментов в области квантовой информатики.

Ваш дистрибьютор

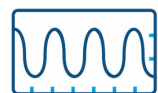
- ✓ «Специальные Системы. Фотоника» - специализированный поставщик и интегратор научного оборудования, систем различного назначения.
- ✓ Более 10 лет на рынке России и ЕАЭС.
- ✓ Работая с нами вы получаете оригинальное оборудование напрямую от производителя.
- ✓ Окажем техническую поддержку и гарантийный сервис.

Доступные эксперименты на базе компьютера Diamond I



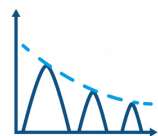
Калибровка прибора

Настройте и отрегулируйте прибор под свой проект на основе принципа оптически детектируемого магнитного резонанса, NV-центра, генерации микроволн и управления импульсами.



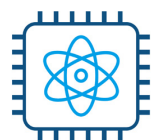
Осцилляции Раби

Оцените осцилляцию Раби NV центра и получите длину микроволнового импульса, соответствующую квантовому логическому элементу.



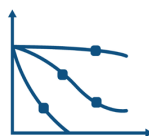
T2 измерения

Проводите эксперимент T2, чтобы увидеть эволюцию состояния квантовой суперпозиции и измерять время декогеренции спина NV центра.



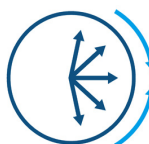
Алгоритм Дойча — Йोजи

Применяйте двухкубитный квантовый алгоритм Дойча-Йोजи, который реализован на квантовом процессоре NV центра.



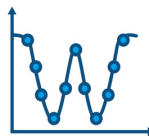
Динамическая развязка

Узнайте время декогеренции, которое увеличивается за счет разработки последовательности динамической развязки для усреднения связи между кубитом и окружающей средой.



Непрерывная волна

Измеряйте спектр магнитного резонанса оптического обнаружения NV центра для определения частоты микроволнового резонанса, понимания кубита.



Спиновое эхо

Используйте метод «Спиновое эхо» для подавления связи между кубитом и окружающей средой, чтобы продлить время когерентности.



Узнайте больше о возможностях компьютера.

Получите любую дополнительную информацию, обратившись к нашим специалистам удобным для вас способом:

info@sphotonics.ru | 8 (800) 550-72-97 | www.sphotonics.ru
194044, Санкт-Петербург, Б. Сампсониевский пр., д. 64, лит.Е



СИБИРСКИЙ
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

SIBERIAN
FEDERAL
UNIVERSITY

ИТМО

НОЦ ФОТОНИКИ И ОПТОИНФОРМАТИКИ



ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л.В. КИРЕНСКОГО
Сибирского отделения Российской академии наук

ФИЦ КНЦ СО РАН

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:

- *Шабанов Василий Филиппович* — д-р физ.-мат. наук, проф., академик РАН, научный руководитель ФИЦ КНЦ СО РАН (г. Красноярск)

Ученый секретарь:

- *Ципотан Алексей Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, доц., доцент баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)

Состав комитета:

- *Архипкин Василий Григорьевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий лабораторией когерентной оптики, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Вайнштейн Илья Александрович* — д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий кафедрой физических методов и приборов контроля качества, ФГАОУ ВО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» (г. Екатеринбург)
- *Ветров Степан Яковлевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., ведущий научный сотрудник лаборатории нанотехнологий, спектроскопии и квантовой химии баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Втюрин Александр Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., заведующий баз. кафедрой фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Вьюнышев Андрей Михайлович* — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник лаборатории когерентной оптики, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Зырянов Виктор Яковлевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., руководитель научного направления "Фотоника", заведующий лабораторией молекулярной спектроскопии, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Калитеевский Михаил Алексеевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., научный сотрудник факультета физики и астрономии, Манчестерский университет (Великобритания)
- *Карнов Сергей Васильевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., ведущий научный сотрудник лаборатории когерентной оптики, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Козлов Сергей Аркадьевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор НОЦ Фотоники и оптоинформатики, руководитель, ведущий научный сотрудник международного научного Центра оптической и квантовой информатики, биофотоники, сотрудник лаборатории фемтосекундной оптики и фемтотехнологий, Университет ИТМО (г. Санкт-Петербург)
- *Кратасюк Валентина Александровна* — д-р биол. наук, проф., заведующий кафедрой биофизики, ИФБиТ СФУ (г. Красноярск)
- *Мартынович Евгений Федорович* — д-р физ.-мат. наук, проф., научный руководитель базовой темы, Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН (г. Иркутск)
- *Милёхин Александр Германович* — д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией ближнепольной оптической спектроскопии и наносенсорики, зам. директора, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск)
- *Минаков Андрей Викторович* — д-р физ.-мат. наук, директор, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Молокеев Максим Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Лаборатория кристаллофизики, Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН (г. Красноярск)
- *Наумов Андрей Витальевич* — д-р физ.-мат. наук, доц., член.-корр. РАН, заведующий кафедрой теоретической физики им. Э.В. Шпольского. руководитель

лаборатории физики перспективных материалов и наноструктур, МПГУ (г. Троицк)

- *Непомнящих Александр Иосифович* — д-р геол.-минерал. наук, проф., главный научный сотрудник лаборатории физики монокристаллов, ФГБУН Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН (г. Иркутск)
- *Садреев Алмаз Фаттахович* — д-р физ.-мат. наук, проф., заведующий лабораторией теории нелинейных процессов, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Светличный Валерий Анатольевич* — канд. физ.-мат. наук, доц., заведующий лабораторией новых материалов и перспективных технологий, ТГУ (г. Томск)
- *Слабко Виталий Васильевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Слюсарева Евгения Алексеевна* — д-р физ.-мат. наук, доц., заместитель директора по научной работе, профессор баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Тимофеев Иван Владимирович* — д-р физ.-мат. наук, зам. директора по научной работе, заведующий лабораторией фотоники молекулярных систем, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Цыпкин Антон Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, доц., руководитель лаборатории квантовых процессов и измерений, директор НОЦ Фотоники и оптоинформатики, Университет ИТМО (г. Санкт-Петербург)
- *Чиркин Анатолий Степанович* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор кафедры общей физики и волновых процессов, МГУ им. М.В. Ломоносова (г. Москва)
- *Шамирзаев Тимур Сезгирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., ведущий научный сотрудник лаборатории молекулярно-лучевой эпитаксии соединений АЗВ5, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск)
- *Шандаров Станислав Михайлович* — д-р физ.-мат. наук, проф., главный научный сотрудник НОЦ "Нелинейная оптика, нанофотоника и лазерные технологии", ТУСУР (г. Томск)

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель:

- *Минаков Андрей Викторович* — д-р физ.-мат. наук, директор института инженерной физики и радиоэлектроники СФУ

Заместитель председателя:

- *Втюрин Александр Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., зав. базовой кафедрой фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ, главный научный сотрудник ИФ СО РАН

Ученый секретарь:

- *Ципотан Алексей Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, доцент базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ

Состав комитета:

- *Слюсарева Евгения Алексеевна* — д-р физ.-мат. наук, доц., профессор базовой кафедры фотоники и лазерных технологий, заместитель директора по научной работе ИИФиРЭ СФУ
- *Цыпкин Антон Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, доц., директор НОЦ фотоники и оптоинформатики ИТМО
- *Бикбаев Рашид Гельмединович* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН
- *Вьюнышев Андрей Михайлович* — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник лаборатории когерентной оптики ИФ СО РАН
- *Жукова Мария Олеговна* — канд. физ.-мат. наук, доц., инженер лаборатории квантовых процессов и измерений НОЦ фотоники и оптоинформатики ИТМО
- *Мельник Максим Владимирович* — канд. физ.-мат. наук, доц., заместитель директора НОЦ фотоники и оптоинформатики ИТМО
- *Слюсаренко Нина Викторовна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ
- *Семина Полина Николаевна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник международного научно-исследовательского центра спектроскопии и квантовой химии СФУ
- *Пясталова Юлия Валентиновна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории молекулярной спектроскопии ИФ СО РАН
- *Пятнов Максим Владимирович* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН
- *Шебелева Анна Андреевна* — научный сотрудник лаборатории физико-химических технологий разработки трудноизвлекаемых запасов углеводородов СФУ
- *Баранова Ирина Антоновна* — старший преподаватель кафедры общей физики ИИФиРЭ СФУ
- *Давлетишин Николай Николаевич* — младший научный сотрудник лаборатории космических систем и технологий КНЦ СО РАН
- *Парфенова Екатерина Валерьевна* — инженер-исследователь лаборатории нанотехнологий, спектроскопии и квантовой химии ИИФиРЭ СФУ
- *Лаппо-Данилевская Анастасия Константиновна* — инженер лаборатории квантовых процессов и измерений НОЦ фотоники и оптоинформатики ИТМО

СПОНСОРЫ И ПАРТНЕРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Генеральный спонсор:



ООО «Специальные Системы. Фотоника»

Титульные спонсоры:



ООО «Активная фотоника»

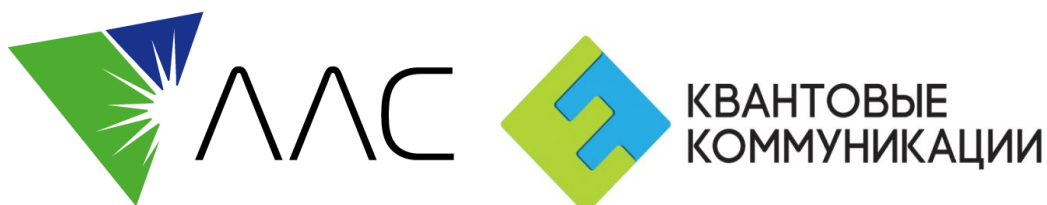
ООО НТЦ «ЭМТИОН»



PRIME TECHNOLOGY

ЗАО «СЛС Прайм Технолоджи»

Спонсоры:



АО «ЛЛС»

ООО «Квантовые Коммуникации»

Партнеры:



Журнал «ФОТОНИКА»
(PHOTONICS RUSSIA)



НТИ Фотоника

СОДЕРЖАНИЕ

| | | |
|-----------------|--|-----|
| секция 1 | НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ | 10 |
| секция 2 | КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА и НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА | 187 |

Секция 1

НОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

**СПЕКТРОСКОПИЯ И НАНОСКОПИЯ
ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК:
ПО СЛЕДАМ НОБЕЛЕВСКИХ ПРЕМИЙ 2014 И 2023**

А. В. Наумов

E-mail: a_v_naumov@mail.ru

¹ *Институт спектроскопии РАН, 108840, Москва, Россия*

В докладе представлено одно из наиболее актуальных современных направлений фотоники, связанное с возможностью регистрации фотолюминесценции одиночных квантовых излучателей, включая одиночные органические молекулы и полупроводниковые квантовые точки (КТ). Спектроскопия квантовых излучателей стала мощным инструментом исследования локальной структуры и внутренней динамики материалов и наноструктур, выяснения микроскопической природы внутри- и межмолекулярных процессов, взаимодействия вещества с электромагнитным излучением. Особенно информативными и наиболее чувствительными к параметрам ближайшего окружения являются бесфононные спектральные линии примесных центров, наблюдаемые, как правило, при криогенных температурах. Прорывной технологией стала флуоресцентная наноскопия, где регистрация люминесцентных изображений одиночных квантовых излучателей - маркеров – позволяет определять их пространственные координаты с точностью до нм путем анализа аппаратной функции точечного источника (PSF) и ее модификации с методами адаптивной оптики. Новый импульс в развитии наноскопия получила с появлением новых искусственных люминофоров – полупроводниковых коллоидных КТ. Одиночные КТ проявляют эффект мерцающей люминесценции, связанный с внутренней оже-ионизацией и туннельными переходами атомов нанокристаллов, что, в свою очередь, связано с наличием дефектов в структуре, поверхности и границах раздела нанокристаллов-оболочек. Внутренняя динамика КТ также приводит к наличию эффектов спектральной диффузии. Единичные квантовые излучатели, обладающие уникальными спектральными и люминесцентными свойствами, открывают путь к их прикладному использованию в квантовых технологиях, медицине и биофизике, наносенсорах.

ТРАЕКТОРИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ — НОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Е.Ф. Мартынович^{1,2,*}, В.П. Дресвянский^{1,2}

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН

²Иркутский государственный университет

*E-mail: femto@bk.ru

Решалась проблема спектроскопического различения типов одиночных квантовых систем или их ансамблей при наличии их смеси в изучаемых образцах. Такие задачи возникают, например, при создании одиночных люминесцентных эмиттеров или их массивов на основе люминесцирующих дефектов разных типов (центров окраски) в прозрачных кристаллических средах при их взаимодействии с интенсивным фемтосекундным лазерным излучением или с жёсткой радиацией.

Возможности обычно применяемых методов абсорбционной или люминесцентной спектроскопии, в отличие от атомарных газов или примесей редких земель с оптическими переходами во внутренних электронных оболочках, для конденсированных сред обычно существенно ограничены большим электрон-фононным однородным уширением спектральных линий, превращающихся в широкие полосы. Вследствие этого для одиночных центров далеко не всегда может быть измерен спектральный контур и найдены обычные спектроскопические характеристики, такие как положение максимума и ширина полосы люминесценции. Значения постоянных времени затухания люминесценции для разных типов центров могут совпадать или быть близкими.

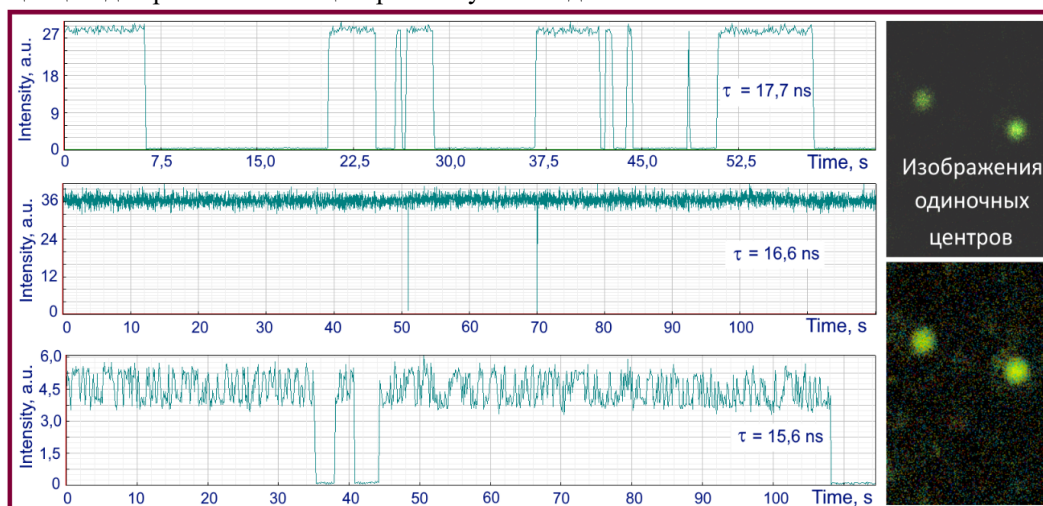


Рис. 1. Траектории трёх разных типов одиночных квантовых систем с близкими значениями постоянных времени затухания люминесценции τ , указанными на рисунке. Справа – изображения одиночных центров, полученные методом конфокального люминесцентного сканирования с временным разрешением.

На примере центров, индуцированных ионизирующим излучением в кристалле LiF, показано, что траектории интенсивности люминесценции (рис. 1) для разных типов центров могут радикально различаться. Траекторные параметры могут быть использованы как дополнительные спектроскопические признаки. В кристалле, облученном в течение лишь 2 секунд, с использованием этих признаков было выделено и зарегистрировано 11 типов различных радиационных дефектов в условиях, когда люминесценция возбуждалась лишь на одной длине волны 532 нм, а регистрация производилась лишь в красной области спектра.

ПЛАЗМОН-УСИЛЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НАНОСКОПИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

А.Г. Милёхин^{1*}, И.А. Милёхин^{1,2}, Н.Н. Курусь¹, Л.С. Басалаева¹, Е.А. Емельянов¹,
М.А. Путьято¹, В.В. Преображенский¹, В.С. Тумашев¹, Н.А. Небогатикова¹,
И.В. Антонова¹, А.В. Латышев^{1,2}, D.R.T. Zahn³

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

**E-mail: milekhin@isp.nsc.ru*

² *Новосибирский Государственный университет,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул.Пирогова 1*

³ *Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology,
D-09107, Germany, Chemnitz*

Представлены результаты исследования фононного и электронного спектров 2D, 1D и 0D полупроводниковых наноструктур методами плазмон-усиленной оптической наноскопии, включая комбинационное рассеяние света и фотолюминесценцию, усиленные металлизированным острием атомно-силового микроскопа. Обсуждаются возможности методов для определения локальных свойств полупроводниковых структур с нанометровым пространственным разрешением много меньше дифракционного предела.

Плазмон-усиленное комбинационное рассеяние света (нано-КРС) и фотолюминесценция (нано-ФЛ) относятся к методам оптической наноскопии и основаны на усилении оптического сигнала от наноструктур, находящихся в ближнем поле локализованного поверхностного плазмона, возникающего на острие металлизированного зонда атомно-силового микроскопа (АСМ).

Представлены результаты исследования нано-КРС и нано-ФЛ нанокристаллов (НК) и наноколонн GaAs, пленок графена и монослойных покрытий дихалькогенидов металлов (MoS₂ и WS₂).

Выполнено нано-ФЛ картирование отдельных нанопроволок и НК GaAs с пространственным разрешением 10 нм, что существенно меньше дифракционного предела. Обнаружено плазмонное усиление сигнала ближнеполевой экситонной нано-ФЛ нанопроволоки GaAs, обусловленное металлизированной иглой (Au, Ag) АСМ микроскопа [1]. Для НК GaAs обнаружено усиление экситонной нано-ФЛ и нано-КРС, что позволило выполнить картирование отдельного НК. Показана возможность визуализации отдельного НК GaAs при исследовании локализованного поверхностного плазмона металлизированной иглы АСМ микроскопа. На основе анализа карт нано-КРС установлено локальное расположение кластеров мышьяка.

На основе анализа спектров нано-КРС и нано-ФЛ двумерных островков дихалькогенидов вольфрама и молибдена определены размеры и форма наноструктур, структурные дефекты и возникающие в них локальные механические напряжения.

Изучены пленки графена и монослои MoS₂, помещенные на плазмонную подложку для реализации нано-КРС в режиме «щелевого» плазмона дальнейшего увеличения оптического отклика [2]. Показано, что локальные механические напряжения в монослойной пленке MoS₂ могут меняться на масштабах около 2 нм, достигая величины ~2%.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

Список литературы

1. И.В. Калачев, И.А. Милёхин, Е.А. Емельянов и др. // Спектроскопия комбинационного рассеяния света и фотолюминесценция нанопроволок GaAs, Автометрия, том 6, стр.3-11, 2023.

2. N.N. Kurus, V. Kalinin, N.A. Nebogatikova, et.al. Resonant Raman Scattering on Graphene: SERS and gap-mode TERS // RCS Advances, vol. 14, pp. 3667-3674, 2024.

ПРОБЛЕМЫ ПОЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Непомнящих А.И

*Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск
e-mail: ainep@igc.irk.ru*

Особо-чистый природный кварц имеет широкий спектр промышленных и технологических применений. Кварциты высокой чистоты необходимы для прямого производства (без применения технологии химического хлорирования) кремния для солнечной энергетики [1-3]. Природный кварц является исходным материалом для получения кварцевых концентратов высокой и ультравысокой степени чистоты для наплава кварцевого стекла для видимой и ближней инфракрасной областей спектра и микроэлектроники, а также термостойкая кварцевая керамика самого широкого применения. Максимальные объемы кварцевых концентратов используются для изготовления тиглей из кварцевых стекол для выращивания монокристаллического кремния и тиглей из кварцевой керамики для получения мультикристаллического кремния.

Особо следует отметить применение оптического кварцевого стекла в качестве высокодобротных резонаторов волновых гироскопов. Для применения оптического кварцевого стекла в области вакуумного ультрафиолета используется кварцевое стекло марки КУ-1, или его зарубежные аналоги, типа Suprasil 311, 312, получаемые высокотемпературным гидролизом SiCl_4 в водородно-кислородном пламени. К сожалению, в России в прекращено производство такого стекла. Для применения в силовой оптике необходимо объемно однородное оптическое кварцевое стекло, прозрачное в видимой и ближней инфракрасной области спектра с высокими требованиями по однородности показателя преломления $<10^{-6}$. По оптическим характеристикам этой области соответствует стекло марки КИ или зарубежный аналог типа Infrasil-301, 302, получаемые плавлением в вакууме или в водородной среде в электропечи кварцевого концентрата из природного кварцевого сырья. Однако пока оптически объемно-однородное кварцевое стекло получают зарубежом на основе синтетического диоксида кремния.

В Институте геохимии СО РАН проводятся комплексные работы по поиску, оценке особо-чистого природного кварцевого сырья и разработке на его основе высокочистых кварцевых концентратов для различного применения. В Восточном Саяне выявлены такие источники в виде высокочистых кварцитов, разработаны процессы обогащения и получены кварцевые концентраты высокой степени чистоты и оптическое кварцевое стекло, соответствующее марки [4,5].

В докладе будут рассмотрены основные подходы, реализуемые нами, для получения кварцевого стекла для всех типов применений, отмеченных выше.

Список литературы

1. Nepomnyashikh A. I., Fedosenko V.A., Eremin V.P. and Krasin B.A. Low cost multicrystalline silicon for solar cells. Silicon for chemical industry VI, Loen-Norway, 2002, pp. 191-196
2. А.И. Непомнящих, В.П. Еремин, Б.А. Красин, И.Е. Васильева, И.А. Елисеев, А.В. Золотайко, С.И. Попов, В.В. Синицкий. Мультикристаллический кремний для солнечной энергетики. Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники, 4, 02, 2002, с. 16-24.
3. Sergio Pizzini. Towards solar grade silicon: Challenges and benefits for low cost photovoltaics // Solar Energy Materials & Solar Cells, 2010, v. 94 № 9, pp. 1528-1533. DOI: 10.1016/j.solmat.2010.01.016

4. Е.И. Воробьев, А.М. Спиридонов, А.И. Непомнящих, М.И. Кузьмин. Сверхчистые кварциты Восточного Саяна (Республика Бурятия, Россия) // ДАН. 2003, т. 390, № 2, с. 219-223.

5. А.И. Непомнящих, А.М. Федоров, А.П. Жабоедов, М.Г. Волкова. Высокочистые кварциты Восточного Саяна // Геология и геофизика. 2023. 8, стр. 1205-1215

ER³⁺ DOPED INFRARED AMPLIFIER GLASSES FOR OPTICAL WIDEBAND COMMUNICATION SYSTEMS

R. Rajaramakrishna¹

¹Research Center for Optical Materials Science, ITMO University, St. Petersburg, 197101, Russia

Abstract: A review study on Er³⁺ ions doped in various glass host with and without metal nanoparticles were subjected to spectroscopic analysis for understanding their behaviour in optical and wide band photoluminescence properties. The development of wide band NIR luminescent optical materials are topic of interest for optical communication systems. The present work focuses on the significance of absorption and emission cross-section of various glass host doped with Er³⁺ ions and their importance in various optical communication window applications.

Keywords: JO theory, McCumber theory, absorption and emission cross-section, Er³⁺ ions.

In the present work the significant focus is analysed and understood based on how to enhance the emission intensity and band width of the various glass hosts doped with Er³⁺ ions. Additionally, the work focuses on how it interacts with metal nanoparticles. The present work focusses on finding a novel glass host for flat gain and broadband EDFA device applications. In the present work, the three different glasses with stoichiometry ratio such as (79-x) B₂O₃ + 10ZnO+ 10BaO+ xGd₂O₃ + 1Er₂O₃ where (x = 0.0, 5.0, 10.0, 15.0, 20.0) [Borate glass[1]], (59-x) P₂O₅-9Al₂O₃-15BaO-17Li₂O-xEr₂O₃ (where x = 0, 0.1, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 mol%) [Phosphate glass[2]], and (49-x)SiO₂-20BaO-20ZnO-10Li₂O-0.5Er₂O₃-xAgNO₃ (SBZL0.5Er) (x = 0.0, 0.5, 1.0) [Silicate glass with Ag NPs[3]] were studied in detail and compared based on their stimulated emission cross-section. The stimulated emission cross-section, branching ratio, fluorescence full width at half maximum of NIR emission, and lifetime, of ⁴I_{13/2} level will be assessed based on the emission to its ground state of ⁴I_{15/2} as shown in figure.1(a) together with the Judd-Oflet and Mc-Cumber parameters for various glass hosts and their interaction with metal nanoparticles. The optical gain co-efficient of the various glasses investigated using the absorption gain cross-section, emission cross-section, and optical gain cross-section and compared. The near-infrared absorption and emission reveal their role in IR device applications. The reported values are sufficiently important to taken into consideration for prospective application in the optical communication windows especially in conventional (C) and long (L) bands as shown in figure.1(b) which are utilized in wideband NIR optical amplifiers in a wavelength division multiplexing (WDM) system.

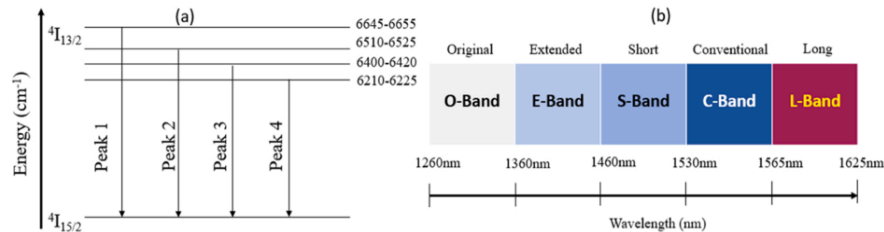


Fig.1 Stark level splitting within the emission cross-section of the various glasses doped with Er³⁺ ions.

References

1. R. Rajaramakrishna, N. Intachai, S. Kothan, P.H. Minh, J. Kaewkhao, Optik - International Journal for Light and Electron Optics 289 (2023) 171151.
2. P. Thongyoy, C. Kedkaew, P. Meejitpaisan, R. Rajaramakrishna, P.H. Minh, N. Intachai, S. Kothan, N.W. Sangwanateed, J. Kaewkhao, Optik - International Journal for Light and Electron Optics 291 (2023) 171336.
3. R. Rajaramakrishna, Y. Ruangtaweepa, N. Sangwanateed, J. Kaewkhao, Journal of Non-Crystalline Solids 521 (2019) 119522.

ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР, ПОЛУЧЕННЫХ ЛАЗЕРНЫМ СИНТЕЗОМ

В. А. Светличный^{1*}

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: v_svetlichnyi@bk.ru

В докладе рассмотрены подходы к синтезу полупроводниковых наноматериалов с использованием мощного импульсного лазерного излучения. Лазерный синтез позволяет получать сложные по составу и структуре наночастицы перспективные для применения в фотокаталитическом получении водорода, разложении органических экотоксикантов и синтезе продуктов с высокой добавленной стоимостью при переработке биосырья. Представлены результаты по синтезу модифицированных полупроводниковых материалов на основе оксидов висмута, титана и цинка и их применению в фотокатализе.

Лазерный синтез наноструктур объединяет группу методов, основанных на высокоэнергетическом воздействии мощного лазерного излучения на различные среды. Среди них разные варианты импульсной лазерной абляции (PLA) объемных мишеней, лазерного облучения коллоидных систем, как в чистых растворителях, так и с использованием прекурсоров [1]. Разнообразие подходов, материалов мишеней, растворителей и прекурсоров позволяет инициировать различные физико-химические процессы при синтезе и получать функциональные наноматериалы для широкого круга высокотехнологичных применений от оптоэлектроники и катализа, до сенсорики и биомедицины. Благодаря уникальным свойствам поверхности, высокой чистоте и активности, одна из наиболее перспективных областей применения таких материалов – гетерогенный катализ [2].

В данном докладе обобщены результаты по лазерному синтезу наноматериалов на основе полупроводниковых оксидов титана, висмута и цинка для применения в фотокатализе для процессов генерации водорода, разложения органических загрязнителей и синтеза органических соединений.

Более подробно остановимся на двух подходах. Первый подход по созданию сложных фотокатализаторов заключается в синтезе индивидуальных коллоидов при ИЛА монометаллических (или полупроводниковых) мишеней) в чистых растворителях с последующим их смешиванием и соосаждением. В результате, благодаря чистой высокоактивной поверхности частиц в свежеприготовленных коллоидах происходит их эффективное взаимодействие. Такой подход оказался эффективным при создании катализаторов на основе темного высокодефектного диоксида титана, модифицированного платиной и медью. Эффективность в реакции фотокаталитического выделения водорода (HER) в присутствии жертвенных агентов для систем Pt-TiO₂ и Cu-TiO₂ повысилась более чем на порядок по сравнению с исходным не модифицированным TiO₂ [3]. Благодаря сильному взаимодействию между матрицей высокодефектного TiO₂ и частицами меди (так называемому SMSI эффекту) в диоксиде титана увеличивается концентрация Ti³⁺, а медь диспергируется на поверхности диоксида титана до мелких кластеров и моноатомов и стабилизируется в состоянии Cu⁰ и Cu⁺. Аналогичный подход позволил повысить эффективность фотокатализаторов для разложения органических молекул (красителей, антибиотиков и фенолов) на основе оксида цинка при их декорировании плазмонными наночастицами серебра, в том числе расширить спектральный диапазон их работы в видимую область спектра [4].

Если к первому подходу добавить процесс дополнительной лазерной обработки (ALT) свежеприготовленных коллоидов лазерным излучением, то, помимо фрагментации частиц, происходит их взаимодействие. Эффективность процесса значительно повышается при так называемом лазерно-плазменном воздействии сфокусированными лазерным пучком, когда в фокусе линзы происходит оптический пробой, приводящий

не только к фрагментации и спеканию частиц, но и разложению растворителя, с образованием радикалов, которые также участвуют в химических реакциях. Таким способом нами были получены гетероструктуры на основе оксикарбоната и силиката висмута ($\text{Bi}_2(\text{CO}_3)_2/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) [5], которые показали высокую эффективность, превосходящую активность монофазных соединений в разложении родамина Б при облучении мягким УФ излучением (375 нм). А также удалось увеличить дисперсность меди и ее взаимодействие с поверхностью TiO_2 , что привело к дополнительному увеличению каталитической активности материала в реакции выделения водорода.

Композиты на основе соединений висмута, полученные с использованием лазерных методов синтеза, также показали хорошую эффективность в реакции селективного окисления 5-гидроксиметилфурфузола (5-HMF) [5, 6]. Также для данного процесса подходят фотокатализаторы на основе высокодефектного диоксида титана, особенно модифицированного медьсодержащими частицами.

5-HMF – это промежуточное соединение, получаемое при переработке биомассы, перспективное для дальнейшего получения целого ряда продуктов с высокой добавленной стоимостью. Фотокаталитическое селективное окисление 5-HMF новое перспективное направление последнего десятилетия. В отличие от стандартных каталитических подходов, процесс фотокаталитического окисления 5-HMF не требует высоких давлений взрывоопасного кислорода в сочетании с нагревом и использования дорогостоящих благородных металлов в составе фотокатализаторов. Вместе с тем остаются проблемы повышения селективности выхода целевых продуктов при фотокатализе. Поэтому в докладе также сделан акцент на оптимизации условий фотокатализа и исследовании механизмов фотокаталитических процессов с использованием метода ловушек.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 19-73-30026-П.

Список литературы

1. V. Amendola, D. Amans, Y. Ishikawa, et.al. Room-temperature laser synthesis in liquid of oxide, metal-oxide core-shells, and doped oxide nanoparticles // *Chem. Eur. J.*, vol. 26, pp. 9206-9242, 2020.
2. R.C. Forsythe, C.P. Cox, M.K. Wilsey, A.M. Müller. Pulsed Laser in Liquids Made Nanomaterials for Catalysis // *Chem. Rev.*, vol. 121, pp. 7568-7637, 2021.
3. Fakhrutdinova E., Reutova O., Maliy L., et. al. Laser-based Synthesis of TiO_2 -Pt Photocatalysts for Hydrogen Generation // *Materials*, vol. 15, art. 7413, pp. 1-15, 2022.
4. Volokitina A.V., Fakhrutdinova E.D., Goncharova D.A., et. al. Composite plasmonic nanostructures of $\text{Ag}@ZnO$ generated by laser ablation and their photocatalytic destruction of rhodamine, tetracycline and phenol molecules // *Materials*, vol. 17, art. 527, pp. 1-20.
5. Golubovskaya A.G., Goncharova D.A., Fakhrutdinova E.D., et. al. Photocatalytic activity of colloidal Bi-Si-based nanoparticles prepared by laser synthesis in liquid // *Materials Chemistry and Physics*, vol. 314, art. 128800, pp. 1-10, 2024.
6. Golubovskaya A.G., Kharlamova T.S., Gavrilenko E.A., et. al. Photocatalytic activity of colloidal Bi-Si-based composite nanoparticles prepared by laser synthesis in liquid // *Journal of Composites Science*, vol. 8, art. 42, pp. 1-16, 2024.

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СОБСТВЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ШИРОКОЗОННЫХ НА- НОСТРУКТУР

И. А. Вайнштейн^{1,2*}, А.С. Вохминцев¹, М.Г. Минин¹, С.С. Савченко¹,
Д. М. Спиридонов¹, А.М.А. Хинайш^{1,3}, Д.В. Чайкин¹, А.О. Шилов¹

¹НОЦ НАНОТЕХ, Уральский федеральный университет,
620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19

²Институт металлургии УрО РАН,
620016, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 101

³Physics Department, Faculty of Science, Tanta University,
31527, Egypt, Tanta

*e-mail: i.a.weinstein@urfu.ru

В докладе проанализированы результаты исследований перспективных широкозонных наноматериалов в широком температурном диапазоне с использованием современных методик оптической и люминесцентной спектроскопии. Для исследуемых наноструктур приведены данные о термостимулированных механизмах люминесцентного отклика с участием оптически активных центров собственной природы и дефектных комплексов на их основе. Обсуждается применимость нового теоретического формализма на основе W-функции Ламберта для описания процессов термолюминесценции в возбужденных материалах.

Количественный анализ термостимулированных процессов в люминесценции наноструктурированных материалов является эффективным инструментом для изучения наблюдаемых фундаментальных закономерностей и интерпретации механизмов излучательной и безизлучательной релаксации возбуждений в твердотельных матрицах различной природы [1-8]. В настоящем докладе обсуждаются температурные особенности поведения края собственного поглощения, которые могут быть описаны в рамках обобщенной формулировки правила Урбаха в зависимости от доминирующего типа атомного разупорядочения. На примере неорганических оксидных и нитридных наноструктур показаны ограничения известных полуэмпирических подходов Варшни и Фэна для анализа параметров смещения энергетических уровней, которые проявляются в температурном поведении спектров оптического поглощения и эмиссии. Проанализированы оригинальные и независимые данные по однородному и неоднородному уширению полос в оптических спектрах объемных и квантоворазмерных структур в широком температурном диапазоне. С использованием экспериментального и теоретического инструментария термостимулированной люминесценции со спектральным разрешением изучены свойства монокристаллов и нанопорошков различной природы после радиационных воздействий. Показана роль ассоциированных собственных и примесных дефектных комплексов, которые в значительной степени определяют закономерности изменения люминесцентных характеристик рассматриваемых широкозонных материалов в условиях варьирования температуры. Обсуждается применимость современного теоретического формализма на основе W-функции Ламберта для описания процессов термолюминесценции в возбужденных твердых телах. Исследование выполнено при поддержке научного проекта Минобрнауки FEUZ-2023-0014.

Список литературы

1. Ремпель А.А. и др. // Успехи химии, 93(4), RCR5114, 1-62, 2024.
2. Shilov A.O. et al. // Nanomaterials, 13(24), 1-14, 2023.
3. Belyakov S.A. et al. // J. Materials Chemistry A, 11(36), 19605–19618, 2023.
4. Вайнштейн И.А., Савченко С.С. // Известия АН. Серия хим., 72(2), 534-545, 2023.
5. Savchenko S.S. et al. // J. Luminescence, 242, 118550, 2022.
6. Shilov A.O. et al. // J. Luminescence, 247, 118908, 2022.
7. Weinstein I.A. et al. // J. Alloys & Compounds, 871, 159471, 2021.
8. Vokhmintsev A.S., Weinstein I.A. // J. Luminescence, 230, 117623, 2021.

ЛЮМИНОФОР-СОДЕРЖАЩИЕ ПОЛИФЛУОРЕНЫ: СИНТЕЗ И ПРИМЕНЕНИЯ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

Якиманский А.В.¹, Березин И.А.¹, Жукова Е.В.¹, Митрошин А.М.¹, Мильцов С.А.¹

¹ ФГБУН Институт высокомолекулярных соединений Национального исследовательского центра «Курчатовский Институт»,
199004, Санкт-Петербург, Большой пр., 31
E-mail: yakimansky@yahoo.com

Синтезированы сополифлуорены, содержащие ковалентно присоединенные фрагменты люминофоров в основной и боковой цепи. Показано, что способ введения люминофорных группировок в сополифлуорены существенно влияет на их электролюминесцентные характеристики. Так, сополифлуорен с фрагментом 4-N-циклогексиламин-1,8-нафталимида, присоединенным к карбазольной группе через гексаметиленовый спейсер (рис. 1а), обладает чрезвычайно высокой интенсивностью электролюминесценции, но ее цвет не является чисто белым,

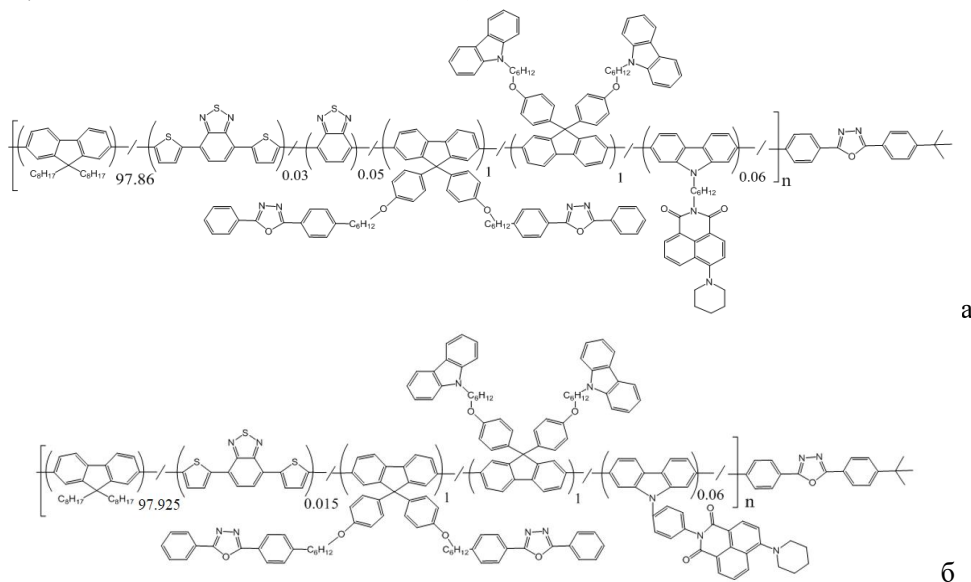


Рисунок 1. Структуры сополифлуоренов с (а) наибольшей интенсивностью электролюминесценции (яркость 40600 кд/м², светоотдача 4,74 лм/Вт, координаты CIE 0,343; 0,467) и (б) идеальной белой электролюминесценцией (яркость 2650 кд/м², светоотдача 1,13 лм/Вт, координаты CIE 0,326; 0,345).

а сополифлуорен, в котором этот люминофор жестко присоединен к карбазольному фрагменту (рис. 1б), имеет почти идеальную белую электролюминесценцию, но ее яркость не столь высока.

Также синтезирован ряд рН-чувствительных сополифлуоренов с ковалентно присоединенными фрагментами цианиновых красителей, которые перспективны для применений в хемосенсорике.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ОРИЕНТАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ХОЛЕСТЕРИКА С ТАНГЕНЦИАЛЬНО-КОНИЧЕСКИМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

А. С. Абдуллаев^{1*}, М. Н. Крахалев^{1,2}, В. Я. Зырянов¹

¹ *Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, 660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50 стр. 38*

*E-mail: aabdullaev@iph.krasn.ru

² *Институт инженерной физики и радиоэлектроники, СФУ, 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28*

Исследованы светоиндуцированные трансформации ориентационной структуры слоя холестерика с тангенциально-коническими граничными условиями. Изготовлена ячейка из двух стеклянных подложек, внутренняя поверхность одной из них покрывалась поливиниловым спиртом, другой - полиизобутилметакрилатом. Трансформация ориентационной структуры исследовалась методом поляризационной микроскопии. Установлено, что при изменении шага спирали холестерика исходные линейные дефекты изменяются в два этапа. Каждый этап сопровождается образованием точек реверса, движущихся вдоль линии дефекта. Результаты работы могут быть полезны при разработке светоправляемых интеллектуальных материалов и устройств с плавной перестройкой структурных и оптических свойств.

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) обладают ориентационным порядком, который приводит к анизотропии оптических свойств. Как оптически активные среды эти «мягкие фотонные кристаллы» нашли широкое применение в науке и технике. Оптические и оптоэлектронные свойства устройств на основе холестериков главным образом определяются формирующейся ориентационной структурой. Ориентационная структура молекул ХЖК в пространстве представляет собой геликоид с шагом спирали p , на котором директор (единичный вектор вдоль преимущественной ориентации молекул) поворачивается на угол 2π . На формирование конфигурации директора в объеме ограничивающей среды влияют граничные условия и отношение размера занимаемой полости и шага спирали d/p . При этом холестерик является чувствительным к внешним стимулам, таким как электрическое поле, температура и пр. Последнее десятилетие интенсивно исследуются светочувствительные ХЖК, у которых шаг спирали изменяется под действием оптического излучения [1]. Например, с помощью такого холестерика с планарными граничными условиями было реализовано управление поляризацией света [2], но при этом изменение азимута поляризации происходило скачкообразно вследствие жесткого азимутального сцепления директора на подложках [3]. Использование светочувствительного ХЖК с тангенциально-коническими граничными условиями позволило устранить данную особенность отклика структуры и реализовать плавное, непрерывное и одновременное управление азимутом и эллиптичностью поляризации света [4]. Актуальной задачей остается изучение трансформации ориентационной структуры холестерика при тангенциально-конических граничных условиях, индуцированной непрерывным изменением шага спирали.

Исследуемый образец представлял собой две стеклянные подложки, склеенные так, что между ними образуется плоский зазор заданной толщины, который заполнялся ХЖК. Внутренняя поверхность одной подложки покрывалась поливиниловым спиртом (ПВС) и однонаправленно натиралась для формирования тангенциального сцепления, другая подложка покрывалась полиизобутилметакрилатом (ПиБМА), задающим коническое сцепление с полярным углом наклона около 50° . В качестве холестерика использовалась смесь нематика ЛН-396, допированная левозакручивающей хиральной добавкой S5011 и правозакручивающей фоточувствительной хиральной добавкой cChD [5]. Структуры ХЖК и их трансформации исследовались методами поляризационной микроскопии.

В исходном закрученном состоянии холестерика наблюдаются линейные дефекты структуры (рис. 1а). Данные дефекты находятся на поверхности с коническим сцеплением, причем директор вблизи них ориентирован параллельно линиям. Освещение бе-

лым светом микроскопа приводит к раскручиванию спирали ХЖК. Изготовленная смесь демонстрирует изменение шага спирали от примерно -16.9 мкм до -88.0 мкм, которое соответствует изменению закрутки структуры директора от -370° до -70° . Изменение шага спирали приводит к трансформации исходных линейных дефектов, которая протекает в два этапа. На первом этапе происходит разрыв исходного линейного дефекта с одновременным формированием точек инверсии, которые расходятся вдоль линии в противоположные стороны (рис. 1b-d). Это приводит к появлению нового типа линейного дефекта между возникшей парой точек инверсии. На втором этапе на появившемся линейном дефекте происходит разрыв с формированием еще одной пары точек инверсии, которые смещаются к уже имеющимся точкам, появившимся на первом этапе.

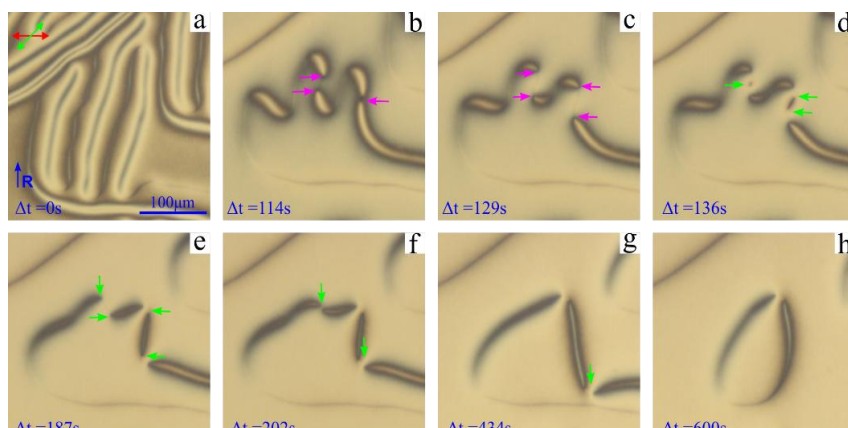


Рис. 1. Оптические текстуры слоя холестерика при тангенциально-конических граничных условиях в геометрии скрещенных под углом 45° поляризаторов (поляризатор и анализатор показаны двойными стрелками красного и зеленого цветов, соответственно) в исходном состоянии (a) и через 114 с (b), 129 с (c), 136 с (d), 187 с (e), 202 с (f), 434 с (g), 600 с (h) после включения лампы микроскопа. Направление натирки **R** показано одинарной стрелкой синего цвета, розовыми и зелеными одинарными стрелками показаны точки реверса, формирующиеся на первом и втором этапах трансформации ХЖК структуры

Движение точек инверсии вдоль линии дефекта происходит вплоть до ее изгиба. Причем, если происходит выпрямление линии вследствие движения изогнутого участка линии, то происходит аннигиляция точек реверса (рис. 1e). Так же возможен разрыв линейного дефекта с образованием замкнутой петли в случае, когда точки реверса взаимодействуют с соседней линией дефекта (рис. 1g). В этом случае происходит исчезновение точек реверса (рис. 1h). В дальнейшем замкнутый дефект может уменьшаться в размере вплоть до полного исчезновения. Таким образом, при увеличении шага спирали в структуре происходит уменьшение количества и длины линейных дефектов.

Данные результаты могут быть полезны при разработке материалов и устройств с фотоуправляемыми структурными и оптическими свойствами.

Список литературы

1. Y. Kim, N. Tamaoki, Photoresponsive chiral dopants: light-driven helicity manipulation in cholesteric liquid crystals for optical and mechanical functions // *ChemPhotoChem*, vol. 3, pp. 284, 2019.
2. C.-K. Liu, C.-Y. Chiu, S.M. Morris, et.al. Optically controllable linear-polarization rotator using chiral-azobenzene-doped liquid crystals // *Materials*, vol. 10 (11), pp. 1299, 2017.
3. C.-K. Liu, M.-C. Tsai, S. M. Morris, et.al. Dynamics of pitch change in chiral azobenzene-doped liquid crystals // *Journal of Molecular Liquids*, vol. 263, pp. 406-412, 2018.
4. A. S. Abdullaev, D. A. Kostikov, M. N. Krakhalev, V. Ya. Zyryanov, Complete light polarization control using a chiral-nematic cell with tangential-conical boundary conditions // *Optical Materials*, vol. 146, pp. 114521, 2023.

5. D.S. Chepeleva, A.S. Yakovleva, A.A. Murauski, et.al. Phototunable selective reflection of cholesteric liquid crystals // Doklady BGUIR , vol. 7 (125), pp.:28-31, 2019.

ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА ТОНКИХ ПЛЁНОК Ge-Se ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕКЛОВАНИЯ НА ИХ ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А.Н. Александрович*, Е.В. Александрович, Г.М. Михеев

Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения
Российской академии наук
426067, Российская Федерация, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, д. 34
*E-mail: alexan@udman.ru

В данной работе методом вакуумно-термического испарения синтезированы тонкие плёнки $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$. Исследованы структурные свойства, линейные и нелинейные оптические характеристики полученных плёнок до и после их изотермического отжига. Отжиг плёнок осуществлялся в термостате при температурах ниже и выше температуры стеклования (T_g) испаряемого стекла $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$. Установлено, что направленный изотермический отжиг неупорядоченных плёнок приводит к образованию в них нанокристаллических областей Se определённой модификации и позволяет получать необходимые стабильные их оптические характеристики.

Стеклообразные халькогенидные полупроводники $\text{Ge}_x\text{Se}_{1-x}$ являются прозрачными в волновом диапазоне 0.6–30 мкм, имеют показатель преломления 2–3.5, обладают высокой фоточувствительностью и оптической нелинейностью [1] и благодаря этим уникальным свойствам широко применяются при проектировании оптоэлектронных устройств [2]. Одной из проблем при использовании тонких плёнок, обогащённых Se, является изменение со временем их оптических параметров, связанное с физическим старением, из-за низкой температуры стеклования T_g . В связи с этим, интересным является управляемое термическим отжигом выше и ниже T_g изменение структурного беспорядка в неупорядоченных плёнках, полученных вакуумно-термическим испарением стекла $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$, и изучение его влияния на их структурные свойства и оптические характеристики.

В наших экспериментах на кварцевых подложках при температуре конденсации ~300 К и скорости осаждения $\sim 10 \text{ нм} \cdot \text{с}^{-1}$ были синтезированы тонкоплёночные образцы толщиной ~350 нм, которые являлись стеклообразными и имели одинаковые оптические характеристики. Полученные плёнки были подвергнуты различному изотермическому отжигу в термостате при температурах ниже и выше T_g испаряемого стекла ($T_g(\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}) = 358 \text{ К}$), а именно при $T_{\text{анн}} = (303 \pm 2)$ и (363 ± 2) К в течение различного времени.

В данном докладе приводятся результаты исследования структурных и оптических характеристик тонких плёнок до и после их термического отжига. Для определения фазового состояния исследуемых плёнок на дифрактометре D2 Phaser (Bruker) (излучение – CuK_α , длина волны $\lambda = 0.1541 \text{ нм}$) проводились дифрактометрические исследования. В диапазоне длин волн 380–1100 нм на спектрофотометре СФ-56 регистрировались оптические спектры отражения и пропускания. На электронном микроскопе ЭМ-125 (ускоряющее напряжение 100 кВ, увеличение 10000–150000 крат) после всех проведённых испытаний были получены электронно-микроскопические изображения свидетелей данных образцов. При изучении оптических постоянных n и k и определении толщины d исследуемых плёнок применялся метод двух огибающих Сванпула.

Установлено, что после отжига выше и ниже T_g оптические характеристики плёнок заметно отличаются. В качестве примера приведены дисперсионные зависимости показателя преломления n и коэффициента экстинкции k (рис. 1). Для сравнения в таблице приведены рассчитанные линейные и нелинейные оптические параметры плёнок до и после всех испытаний ($d, E_g, \chi, n_0, \varepsilon_\infty, \chi^{(3)}, n_2$). В результате проведённых исследований обнаружено, что в плёнках после отжига как ниже, так и выше T_g , появляются нанокристаллические области Se, имеющие средний размер ~30–40 нм.

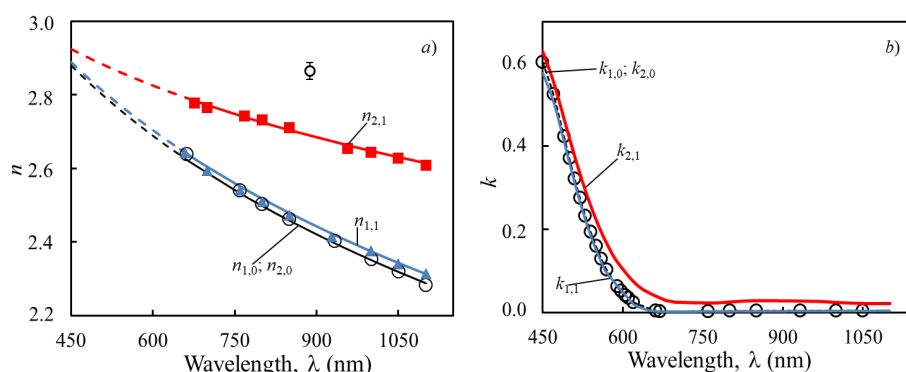


Рис. 1. Дисперсионные зависимости показателя преломления n (а) и коэффициента экстинкции k (б) плёнок $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ до $(n_{1,0}, k_{1,0}; n_{2,0}, k_{2,0})$ (первый нижний индекс, равный 1 или 2, соответствует образцу №1 или №2, второй нижний индекс равен 0) и после их термического отжига $(n_{1,1}, k_{1,1}; n_{2,1}, k_{2,1})$ (второй нижний индекс – 1). Температура отжига для образца №1 составляла 303 ± 2 К, для образца №2 – 363 ± 2 К

Таблица

Линейные и нелинейно-оптические параметры плёнок $\text{Ge}_{10}\text{Se}_{90}$ до и после их термического отжига при $T_{\text{ann}} = 303 \pm 2$ К и 363 ± 2 К

| Образец | №1 (св.); №2 (св.) | №1 ($T_{\text{ann}} = 303 \pm 2$ К) | №2 ($T_{\text{ann}} = 363 \pm 2$ К) |
|--------------------------------------|--------------------|---|---|
| Линейные оптические параметры | | | |
| $d \pm 1$ (нм) | 342; 350 | 347 | 348 |
| E_{g0} (эВ) | 2.07 | 2.08 | 1.93 |
| E_g (Энергия Тауца) (эВ) | 1.90 | 1.90 | 1.80 |
| χ | 0.280 | 0.346 | 0.424 |
| n_0 | 2.13 | 2.31 | 2.51 |
| ϵ_{∞} | 4.52 | 5.34 | 6.32 |
| Нелинейно-оптические параметры | | | |
| $\chi^{(3)}$ ($\times 10^{-12}$ фр) | 1.04 | 2.44 | 5.47 |
| n_2 ($\times 10^{-11}$ фр) | 1.85 | 3.96 | 8.20 |

В докладе приводятся спектральные зависимости коэффициентов пропускания T и отражения R после отжига тонкоплёночных образцов в течение различных временных интервалов. Показано, что на дифрактограммах данных плёнок после их отжига в угловом диапазоне $2\theta = 5-100^\circ$ на фоне аморфного галло появляются линии отражения, близкие к линиям отражения от кристаллических фаз тригонального и моноклинного β -Se, [PDF 00-006-0362] и [PDF 03-065-1290] соответственно. Результаты рентгенофазового анализа коррелируют с данными просвечивающей электронной микроскопии. Появление низкотемпературной модификации моноклинного β -Se после отжига объясняется высокой концентрацией колец Se_8 в полученных плёнках.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки России (№ гос. рег. 1021033422167-7-1.3.2).

Список литературы

1. E.V. Aleksandrovich, A.N. Aleksandrovich, K.G. Mikheev, and G.M. Mikheev. Effect of Ge concentration on optical properties of films synthesized by vacuum-thermal evaporation of glassy Ge–Se alloys // J. Non-Cry. Sol., vol. 616, p. 122479, 2023.
2. L. Calvez. Chalcogenide glasses and glass-ceramics: Transparent materials in the infrared for dual applications // Comptes Rendus Phys., vol. 18, pp. 314-322, 2017.

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В СМЕШАННОМ КРИСТАЛЛЕ $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8$, АКТИВИРОВАННОМ ИОНАМИ Er^{3+}

А. В. Астраханцева^{1*}, А. А. Шавельев¹, К. Н. Болдырев², А. Г. Николаев¹,
А. С. Низамутдинов¹, А. А. Корниенко³, Е. Б. Дунина³

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет
420008, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлевская, д. 18

*E-mail: anya4324@gmail.com

²Институт Спектроскопии РАН
108840, Российская Федерация, Москва, ул. Физическая, д. 5

³Витебский государственный технологический университет
210038, Беларусь, Витебск, Московский проспект, д. 72

В данной работе представлено исследование спектрально-кинетических характеристик смешанных кристаллов $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8:Er^{3+}$ с различной концентрацией ионов Er^{3+} . Также представлены рассчитанные в рамках теории Джадда-Офельта параметры интенсивности, вероятности спонтанных переходов, коэффициенты ветвления и времена жизни возбужденных состояний. Обсуждаются эксперименты по получению лазерной генерации на кристалле $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8:Er^{3+}$ (30.0 ат. %) на длине волны 2,7 мкм.

Для детектирования и контроля концентрации парниковых газов в атмосфере необходимо создание лазерных газоанализаторов, использующих методику дифференциальной оптической абсорбционной спектроскопии. Такие газоанализаторы могут быть основаны на лазерах, излучающих на длине волны около 2,7 мкм [1]. Редкоземельный ион Er^{3+} является одним из наиболее популярных лазерных ионов, излучающих в ближней и средней области ИК спектра, поскольку он позволяет получить эффективную лазерную генерацию на длинах волн около 1,5 и 2,7 мкм, которые соответствуют группам линий наибольшего поглощения воды, углекислого газа и метана [2].

Генерация лазерного излучения на длине волны около 2,7 мкм в матрицах, легированных ионами Er^{3+} , реализуется между двумя возбужденными состояниями $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$. Для большинства твердотельных лазерных сред время жизни верхнего лазерного состояния оказывается меньше времени жизни нижнего, такие переходы называются самоограниченными. При высоких концентрациях легирования активной примесью явления кросс-релаксации и ап-конверсии помогают снять условия самоограниченности [3, 4].

Цель данной работы – охарактеризовать кристалл $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8:Er^{3+}$ как перспективную активную среду для лазера, излучающего на длине волны около 3 мкм.

В настоящей работе были исследованы спектрально-кинетические характеристики кристаллов $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8:Er^{3+}$ с концентрациями ионов 20,0 и 30,0 % в ИК области спектра. Показано, что для кристаллов $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8:Er^{3+}$ характерно уширение линии межмультиплетного перехода на длине волны 2,7 мкм по сравнению с кристаллом $LiYF_4:Er^{3+}$. Для переходов $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ и $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ были рассчитаны значения сечений вынужденного излучения (рис. 1). Для серии образцов кристаллов $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8:Er^{3+}$ с различной концентрацией ионов Er^{3+} определено время жизни состояний $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$. Показано, что при высоких концентрациях ионов Er^{3+} (20,0 и 30,0 ат.%) время жизни верхнего лазерного уровня $^4I_{11/2}$ становится больше времени жизни нижнего лазерного уровня $^4I_{13/2}$, что говорит о снятии самоограниченности на переходе $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$. Зависимость времени жизни состояний $^4I_{11/2}$ и $^4I_{13/2}$ от концентрации ионов Er^{3+} в кристалле $BaY_{1,8}Lu_{0,2}F_8$ представлена на рис. 2.

На основе спектров поглощения в рамках теории Джадда-Офельта были определены параметры интенсивности, вероятности спонтанных переходов, времена жизни возбужденных состояний и коэффициенты ветвления. Рассчитанные в рамках теории Джадда-Офельта значения времен жизни возбужденных состояний и коэффициентов ветвления были сравнены с экспериментальными значениями.

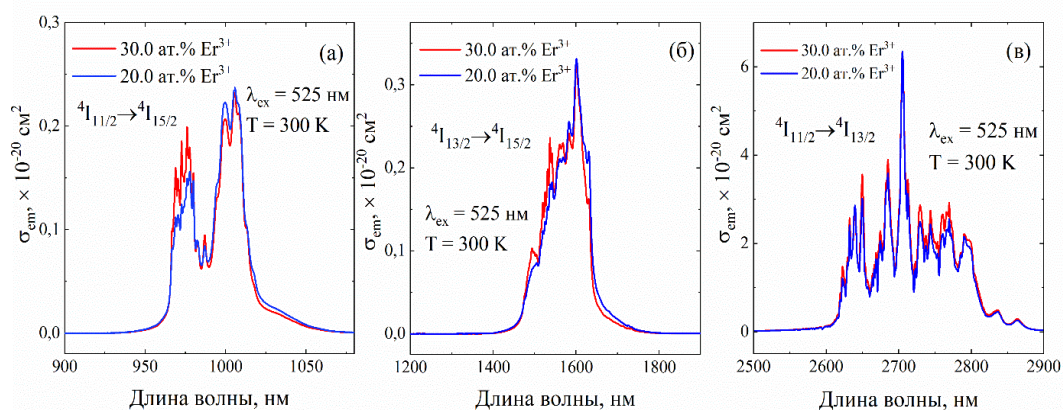


Рис. 1. Сечения вынужденного излучения кристаллов $\text{BaY}_{1.8}\text{Lu}_{0.2}\text{F}_8:\text{Er}^{3+}$

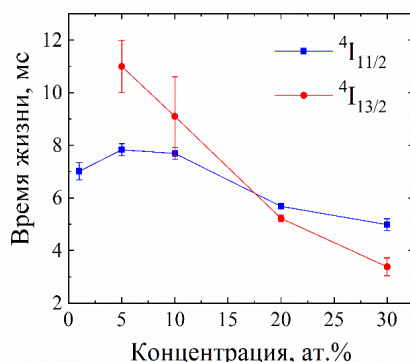


Рис. 2. Зависимость времени жизни состояний ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$ от концентрации ионов Er^{3+} в кристалле $\text{BaY}_{1.8}\text{Lu}_{0.2}\text{F}_8:\text{Er}^{3+}$

Также в настоящей работе обсуждаются эксперименты по получению лазерной генерации на длине волны 2,7 мкм на кристалле $\text{BaY}_{1.8}\text{Lu}_{0.2}\text{F}_8:\text{Er}^{3+}$ с концентрацией ионов Er^{3+} 30,0 ат.%, в том числе с перестройкой длины волны. Обсуждаются выводы о влиянии снятия условия самоограниченности перехода ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ на получение генерации лазерного излучения. Приведены поляризационные зависимости эффективности лазерной генерации.

Работа выполнена в рамках субсидии, выделенной Казанскому (Приволжскому) федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности, проект № FZSM-2024-0004.

Список литературы

1. P. Siozos, et al. Autonomous differential laser device for remote sensing of atmospheric greenhouse gases // *Remote Sensing*, vol. 14, iss. 3, p. 460, 2022.
2. K. N. Gorbachenya, et al. Synthesis and Laser-Related Spectroscopy of Er:Y2O3 Optical Ceramics as a Gain Medium for In-Band-Pumped 1.6 μm Lasers // *Crystals*, vol. 12 iss. 4, p. 519, 2022.
3. F. Auzel. Up-conversion in RE-doped Solids // *Springer Series in Materials Science*, pp. 266-319, 2005.
4. A. M. Tkachuk, et al. Upconversion properties, luminescence kinetics and cw diode-pumped 2.8-um laser action in Er-doped double-fluoride crystals // *Laser Optics 2000: Solid State Lasers*, vol. 4350, pp. 81-89, 2001.

МЕЖПИКСЕЛЬНЫЙ КРОССТОЛК-ЭФФЕКТ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖК ЯЧЕЙКАХ С МАССИВОМ ПИКСЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

Е. К. Багочус^{1*}, В. С. Тумашев¹, А. В. Принц¹, Ю. С. Макаров¹, А. В. Селезнев¹,
С. В. Мутилин¹,

¹ Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, д. 13
*E-mail: bagochus@isp.ncs.ru

Представлены результаты исследования межпиксельного взаимодействия в структурах типа «жидкий кристалл на кремнии». Было обнаружено, что при напряжении на одном пикселе напряжения ниже, а на другом выше порогового напряжения перехода Фредерикса возникает дефект в виде доменной границы, вызывающий искажение изображения. Также было обнаружено, что с увеличением разницы амплитуд напряжения на соседних ячейках, возникает искажение фазы в ячейке с более низкой амплитудой напряжения. Обнаруженный эффект имеет анизотропию – искажение сильнее проявляется в направлении параллельном направлению ориентирующего покрытия.

Пространственные фазовые модуляторы на основе ЖК ячеек находят широкое применение в оптоволоконных линиях связи, лазерной технике, и оптической микроскопии [1]. Такие модуляторы представляют собой многослойную структуру, состоящую из прозрачного электрода, слоя жидких кристаллов и кремниевой интегральной микросхемы, верхний слой металлизации которой играет роль отражающего покрытия, а нижележащая КМОП-схема обеспечивает подачу индивидуального напряжения на каждый из пикселей. Отличительной особенностью таких приборов является малый размер пикселя, поэтому краевые эффекты между пикселями могут привести к значительному искажению фазового профиля.

В нашей работе использовалась ячейка содержащая смесь ЖК кристаллов E7. Нижним электродом являлась кремниевая подложка с массивом алюминиевых микрозеркал размером 12x12 мкм и зазором 500 нм. Толщина жидкокристаллического слоя составляла 5 мкм. Напряжение на алюминиевых электродах инвертировалось по знаку с частотой 1кГц для устранения эффектов миграции подвижных ионов в объеме жидкокристаллической смеси[2]. На рис.1а показана вольт-фазовая характеристика такой ячейки при подаче на все пиксели одинакового напряжения. На графике видно пороговое напряжение (V_{TH}) в 1В, соответствующее переходу Фредерикса. Далее на отдельно выбранный пиксель подавалось напряжение V_1 , а на все остальные пиксели (фон) напряжение V_2 . При комбинации напряжений $V_1 > V_{TH} > V_2$ (рис.1б) в пределах пикселя возникало два домена, в пределах которых директор разный азимутальный угол. На стыке этих доменов возникала доменная граница, искажающая фазовый профиль. При комбинации $V_1 < V_{TH} < V_2$ (рис 1в) также происходило искажение фазового профиля, но уже в фоновых пикселях.

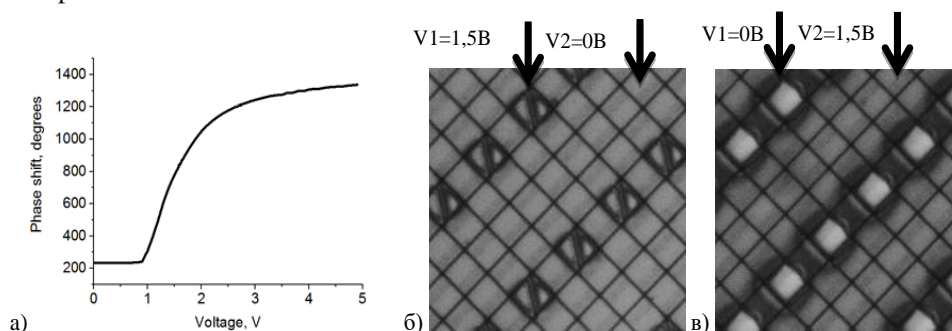


Рис. 1. а) Вольт фазовая характеристика ячейки при подаче одинакового напряжения на все пиксели. б) фазовый профиль при $V_1 > V_2$ в) фазовый профиль при $V_1 < V_2$

Такой эффект может быть вызван тем фактом, что горизонтальное электрическое поле больше вертикального, поскольку расстояние между алюминиевыми зеркалами (500 нм) меньше расстояния между алюминием и ИТО (5 мкм). В результате переход Фредерикса происходит на границе пикселей и возникает два домена с противоположным направлением ориентации.

Также была исследована зависимость межпиксельного взаимодействия при подаче произвольных напряжений. Было исследовано 100 комбинаций V_1 и V_2 от 0 до 5В. Для численной оценки использовалось отклонение средней интенсивности сигнала пикселя от референсного значения. За референсное значение считалось значение интенсивности, измеренное при подаче одинакового напряжения на все пиксели. В общем случае зависимость такого взаимодействия представляет собой сложную зависимость от V_1 и V_2 , однако имеется закономерность, что искажения усиливаются с ростом разницы напряжения между соседними пикселями, а искажению подвергается пиксель с меньшим напряжением. Также из рисунка 2а видно, что межпиксельное искажение сильнее проявляется в направлении, параллельном направлению директора. Такой эффект может быть связан с тем, что в этом направлении жидкий кристалл претерпевает деформацию сгиба, а в перпендикулярном направлении – деформацию кручения. Постоянная Франка K_1 отвечающая за сопротивление изгибу равна 11,2 пН, в то время как постоянная K_2 , отвечающая за сопротивление кручению равна 6,8 пН, что приводит к анизотропии эффекта. [3]

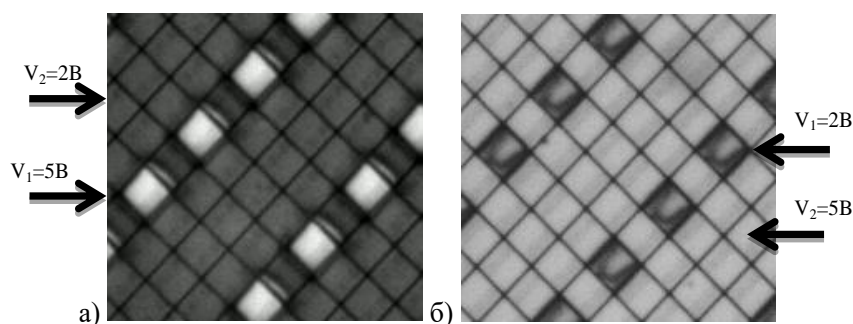


Рис. 2. Пример фазовой картины с искажением типа а) «пиксель-фон» б) «фон-пиксель»

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025».

Список литературы

1. C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet, M. Ritsch-Marte,. What spatial light modulators can do for optical microscopy // *Laser & Photonics Reviews*, 5(1), pp.81-101., 2011.
2. G. Lazarev, et al. Beyond the display: phase-only liquid crystal on silicon devices and their applications in photonics// *Optics express* 27.11: 16206-16249, 2019
3. C.V. Brown, et al. Frequency-controlled dielectrophoresis-driven wetting of nematic liquid crystals // *Journal of Physics D: Applied Physics* 55.28 : 285302, 2022

ИЗМЕРЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ И ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ПОМОЩИ МАГНИТОПЛАЗМОННОГО КРИСТАЛЛА

В. К. Беляев^{1*}, Д. В. Мурзин¹, К.А. Гриценко¹, В. В. Родионова¹

¹Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта
236041, Российская Федерация, Калининград, ул. Невского, д. 14

*E-mail: vbelyaev@kantiana.ru

Работа посвящена использованию одномерных и двумерных магнитоплазмонных кристаллов на основе пермаллоя с дифракционной схемой возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, для измерения и картирования магнитных полей. Экспериментальные исследования магнитных полей были выполнены в геометрии экваториального эффекта Керра. Показана возможность одновременного измерения ортогональных компонент магнитного поля экспериментальных объектов.

Наноструктурированные материалы привлекают все больше внимания за счет своих уникальных химических и физических свойств. Современные возможности изготовления наноматериалов позволили разработать новые типы структур и устройств, масштабы которых имеют порядок или меньше длины оптического излучения. Свойства материалов на таком масштабе значительно отличаются от макрообъектов и могут привести к появлению новых или усилению классических эффектов в данных структурах. В частности, одной из активно развивающихся тем является наноструктурирование тонких ферромагнитных пленок для усиления магнитооптических эффектов на несколько порядков величины [1]. Усиление магнитооптических эффектов в таких структурах наблюдается за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов — совместных колебаний электронов проводимости и электромагнитного излучения на границе раздела металл/диэлектрик [2]. Одним из классов таких материалов являются магнитоплазмонные кристаллы в виде тонких пленок ферромагнитных и благородных металлов нанесенных на поверхность одномерных или двумерных дифракционных решеток [3], в которых возможно усиление экваториального эффекта Керра на два порядка величины.

В данной работе, одномерные и двумерные МПлК на основе пермаллоя были использованы в качестве чувствительных элементов в датчиках магнитного поля. Показано, что датчики магнитного поля на основе одномерных МПлК обладают чувствительностью 21.9 мВ/Э с амплитудой максимально измеримого поля порядка 1.1 Э, в то время как МПлК на основе двумерных дифракционных решеток позволяют проводить измерения двух ортогональных компонент внешнего магнитного поля с чувствительностью $0,67 \times 10^{-3}$ мВ/Э с амплитудой максимально измеримого поля порядка 60 Э.

Исследование поддержано Министерством Науки и Высшего Образования Российской Федерации № 13.2251.21.0143.

Список литературы

1. Kimel A., Zvezdin A., Sharma S., Shallcross S., De Sousa N., García-Martín A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2022. V.55. №.46. Art. №.463003.
2. Yu H., Peng Y., Yang Y., Li Z.Y. // Npj Comput. Mater. 2019. V.5. №.1. P.45.
3. Pomozov A.R., Chekhov A.L., Murzina T.V., et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V.116. №1

**СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ ГИБРИДНЫХ ПЕРОВСКИТОВ [NH₃-(CH₂)₅-NH₃]
(PDAPbCl₄) и [NH₃-(CH₂)₆-NH₃]PbCl₄ (HMDAPbCl₄)
МЕТОДОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

К. М. Буланин^{1*}, А. Е. Шметко¹, А. А. Рудакова¹, Д.С. Штарев², М.И. Баланов²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра фотоники, лаборатория кристаллофотоники, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., д.1
k.bulaniin@spbu.ru*

² Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

² Университет МГУ-ППИ в Шэньдэжэне, факультет наук о материалах, Шэньдэжэнь, КНР
shtarev@mail.ru, balanov.mi@dvfu.ru

Институт наукоемких технологий и передовых материалов,
Дальневосточный федеральный университет,
690022, Российская Федерация, остров Русский, Владивосток, п. Аякс, 10

Гибридные органо - неорганические перовскиты обладают очень многообещающими оптическими свойствами, что делает их одними из наиболее предпочтительных материалов для применения в устройствах для преобразования солнечного излучения в электричество.

Низкоразмерные гибридные галогенидные перовскиты со структурой NH₃-(CH₂)_n-NH₃ содержат катионы алканеdiamина с терминальными аминогруппами. В отличие от других подклассов перовскитов, данное семейство характеризуются лишь наличием слабых водородных связей между неорганической и органической подсистемами.

Метод ИК-спектроскопии позволяет изучать взаимодействие между органическими и неорганическими подсистемами перовскитных кристаллических решеток, что было ранее продемонстрировано при комнатной температуре для PDAPbX₄ (1,5-pentanediamine, X=Cl, Br, I) [1]. Также оказалось возможным наблюдать процессы перехода перовскита между различными кристаллографическими фазами в ИК-спектрах в диапазоне температур 77-300К.

В настоящей работе было проведено сравнительное спектроскопическое исследование перовскитов PDAPbCl₄ и HMDAPbCl₄.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Мегагрант № 075-15-2022-1112)

Список литературы

1 - D. S. Shtarev, M. I. Balanov, et.al. The effect of the halogen on the structural, optoelectronic, and luminescent properties of hybrid (1,5 pentanediamine)PbX₄ (X = Cl, Br, I) perovskites // J. Mater. Chem. C, 2024, 12, 262.

ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ ЧАСТИЦ CeO_2 И $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+} И $\text{Nd}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$

А. К. Докудовская^{1*}, Р. М. Рахматуллин¹, О. А. Морозов^{1,2}, С. Л. Кораблева¹,
Е. И. Олейникова¹, В. В. Семашко^{1,2}, М. С. Пудовкин¹.

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет
420008, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлевская, д. 18
*E-mail: fyz0561999@gmail.com

²Физико-технический институт им. Завойского, ФИЦ Казанский научный центр РАН
420029, Российская Федерация, Казань, Сибирский тракт, д. 10/7

Здесь сообщается о легком сухом синтезе композитных наночастиц $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$, легированных ионами Er^{3+} и $\text{Nd}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, с использованием бифторида аммония (NH_4HF_2) и отжига на воздухе, соответственно. Данные методы позволяют синтезировать композитные наночастицы с различным соотношением CeO_2 и CeF_3 . Что касается структуры $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$: Er^{3+} (0,1 ат. %), интенсивность люминесценции ионов Ce^{3+} и Er^{3+} увеличивается в 3,5 раза после процедуры фторирования, что говорит об увеличении концентрации Ce^{3+} и Er^{3+} с последующей эффективной передачи энергии ионам Er^{3+} . В случае наночастиц $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$: Nd^{3+} , Yb^{3+} имеет место противоположная процедура синтеза. При резонансном возбуждении ионов Nd^{3+} у композитов $\text{CeF}_3/\text{CeO}_2$: Nd^{3+} , Yb^{3+} наблюдается эмиссия как Nd^{3+} , так и Yb^{3+} . В то время как в однофазных частицах CeO_2 : Nd^{3+} , Yb^{3+} преимущественно наблюдается эмиссия Yb^{3+} .

Наночастицы на основе редкоземельных элементов (НЧ) являются перспективными наноматериалами для применения в различных областях, таких как катализ, медицина, оптоэлектроника, биоизображение [1, 2] и измерение температуры [3]. Имеются многочисленные публикации о применении обоих типов НЧ церия для катализа и медицинских целей. НЧ диоксида церия (или церия - CeO_2) широко изучались благодаря его замечательным свойствам, таким как способность аккумулировать кислород, а также способности сохранять структуру типа флюорита при высокой концентрации кислородных вакансий. Эти свойства связаны с легким переходом между степенями окисления 4+ и 3+ в церии. Присутствие ионов Ce^{4+} и Ce^{3+} обеспечивает окислительно-восстановительную активность на поверхности НЧ CeO_2 и оказывает выдающееся антиоксидантное действие. Это позволяет НЧ CeO_2 действовать как противовоспалительные агенты, что делает их потенциально инновационными терапевтическими инструментами. Выдающиеся свойства НЧ CeO_2 и CeF_3 можно объединить путем синтеза композитных НЧ $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$. В свою очередь, процедура допирования может увеличить область применения данных соединений. Например, его можно использовать для измерения температуры, фотодинамической терапии, индуцированной рентгеновскими лучами, катализа, повышающего и понижающего преобразования и в других областях.

Целью моей работы было изучение влияния двухфазного состава $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$ на люминесцентные свойства редкоземельных элементов Er^{3+} и пары $\text{Nd}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$.

A. $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$: Er^{3+} (0,1 ат. %).

Двухфазные наночастицы $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$: Er^{3+} (0,1 ат. %) были получены при отжиге в атмосфере бифторида аммония (NH_4HF_2) при 300 °С 2 часа наночастиц CeO_2 : Er^{3+} (0,1 ат. %). Церий имеет две степени окисления 3+ и 4+, а относительная концентрация зависит от окислительно-восстановительных условий процесса пробоподготовки. При возбуждении Ce^{3+} на длине волны 355 нм в 5д состояние отчетливо виден широкий пик эмиссии Ce^{3+} с центром ~440 нм. Также происходит передача энергии от Ce^{3+} к Er^{3+} через возбужденное состояние $^4\text{F}_{5/2}$ Er^{3+} . Кроме того, происходят безызлучательные переходы из возбужденного состояния Er^{3+} $^4\text{F}_{5/2}$ в низшие состояния $^2\text{H}_{11/2}$ и $^4\text{F}_{9/2}$. В частности, суммарная интенсивность люминесценции 4f-4f переходов Er^{3+} наночастиц $\text{CeO}_2/\text{CeF}_3$: Er^{3+} (0,1 ат.%) в 3,5 раза выше по сравнению с CeO_2 : Er^{3+} (0,1 ат.%) как при УФ, так и при резонансном возбуждении (рис. 1 (а)). Вероятно, это может быть связано с повышенной концентрацией трехвалентных редкоземельных ионов в кубически-искаженной среде и наблюдаемые явления требуют дальнейшего изучения.

Б. $CeF_3/CeO_2: Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$.

В случае наночастиц $CeF_3/CeO_2:Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$ имеет место противоположная процедура синтеза, отжиг образцов $CeF_3:Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$ происходил на воздухе при $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ при различных временах 15, 30, 60 и 90 минут. Здесь у частиц $CeF_3:Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$ при резонансном возбуждении Nd^{3+} (в состоянии ${}^2H_{9/2}-{}^4F_{5/2}$, $\lambda_{\text{ex}} = 790 \text{ нм}$) эмиссия Yb^{3+} почти не наблюдается. Однако после отжига на воздухе и формирования двухфазных образцов $CeF_3/CeO_2:Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$ наблюдаются эмиссии как Nd^{3+} , так и Yb^{3+} (рис.1 (б)). В однофазных наночастицах $CeO_2:Nd^{3+}$, Yb^{3+} при тех же условиях возбуждения наблюдается только эмиссия Yb^{3+} , люминесценция Nd^{3+} почти не заметна. Это явление может быть связано с несколькими факторами, включая трансформацию фононного спектра и изменение параметров кристаллической решетки, влияющие на расстояние между донором (Nd^{3+}) и акцептором (Yb^{3+}). Температурно-зависимая спектральная характеристика $CeF_3/CeO_2: Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$ показала, что их можно использовать в дистанционном люминесцентном измерении температуры.

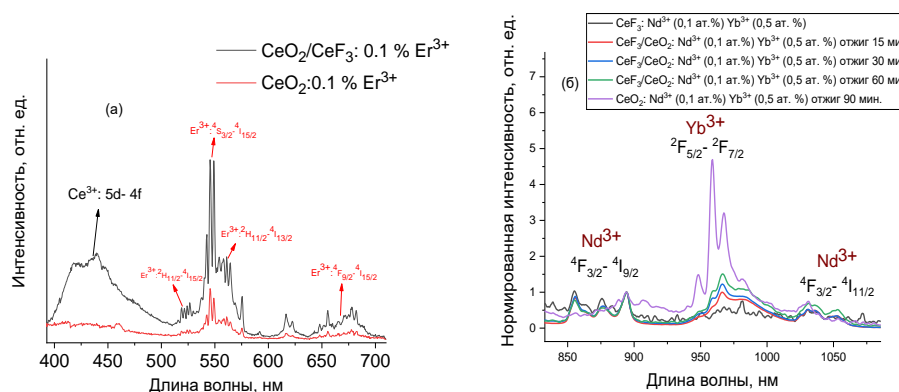


Рис.1. (а) Спектры люминесценции образцов $CeO_2/CeF_3:Er^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%)$ и $CeO_2:Er^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%)$, полученные при комнатной температуре $\lambda_{\text{ex}} = 355 \text{ нм}$ в полосу поглощения $Ce^{3+} 5d$ состояния, (б) спектры люминесценции образцов $CeF_3/CeO_2:Nd^{3+} (0,1 \text{ ат. } \%), Yb^{3+} (0,5 \text{ ат. } \%)$ при различных временах отжига на воздухе при $1000 \text{ }^\circ\text{C}$, полученные при комнатной температуре $\lambda_{\text{ex}} = 790 \text{ нм}$ в полосу поглощения $Nd^{3+} {}^2H_{9/2}-{}^4F_{5/2}$ состояний.

Исследование выполнено за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Проект FZSM-2022-0021.

Список литературы

1. Chen C., Li C., Shi Z. Current advances in lanthanide-doped upconversion nanostructures for detection and bioapplication //Advanced Science. – 2016. – Т. 3. – №. 10. – С. 1600029.
2. Walkey C. et al. Catalytic properties and biomedical applications of cerium oxide nanoparticles //Environmental Science: Nano. – 2015. – Т. 2. – №. 1. – С. 33-53.
3. Ginkel A. et al. Optical Temperature Sensors Based on Down-Conversion Nd^{3+} , Yb^{3+} : $LiYF_4$ Microparticles //Photonics. – MDPI, 2023. – Т. 10. – №. 4. – С. 375.

ВЛИЯНИЕ РАСТВОР-РАСПЛАВНЫХ СИСТЕМ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ БЕТА БОРАТА БАРИЯ

Д. М. Ежов^{1*}, Е. А. Симонова², А. А. Горевячева², В. А. Светличный¹, А. Е. Кох²

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: ezhov_dm@mail.ru

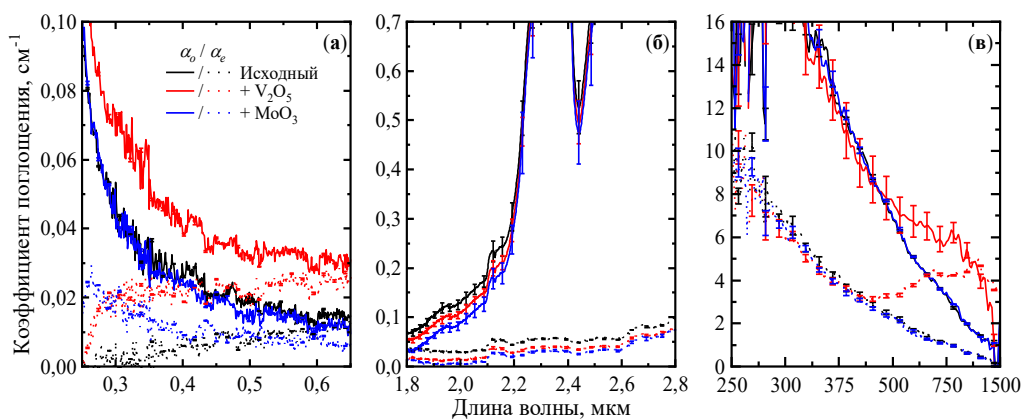
²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, д. 3

В работе рассматриваются физические и оптические свойства нелинейных кристаллов бета бората бария (β -ВВО) полученных из раствор-расплава на основе NaBaVO_3 , а также его модификаций с добавлением V_2O_5 и MoO_3 . Рассмотрено влияние состава исходного раствора-расплава на спектры пропускания выращенных кристаллов в видимом, инфракрасном и терагерцовом диапазонах, на спектры комбинационного рассеяния и эффективность генерации четвертой гармоники Nd:YAG лазера. Показано, что нелинейные кристаллы, выращенные из раствор-расплава с добавлением оксида молибдена, обладают лучшими оптическими характеристиками.

При поиске и реализации новых методов роста кристаллов, например, для увеличения коэффициента выхода продукта из раствора-расплава, изготовления образцов больших размеров, важно учитывать влияние используемой ростовой технологии на их оптические свойства [1]. Для этого необходимо сравнивать свойства образцов, полученных новыми методами, с референтными. В данной работе были исследованы образцы нелинейных кристаллов бета бората бария (β -ВВО), выращенные из трех различных раствор-расплавов: из референтного NaBaVO_3 (Исходный) [2], а также с добавлением в него оксида висмута V_2O_5 и оксида молибдена MoO_3 . Для определения оптических свойств кристаллов β -ВВО, выращенных разными методами, образцы были вырезаны перпендикулярно X оси кристалла (с толщиной около 3 мм), для эксперимента по нелинейному удвоению частоты излучения – под углом $\theta = 47,7^\circ$ (с толщиной ~10 мм). В ходе работы методами поляризационной спектроскопии ультрафиолетового (УФ), видимого и инфракрасного (ИК) диапазонов спектра, а также терагерцовой (ТГц) спектроскопии с временным разрешением, измерены коэффициенты поглощения подготовленных образцов кристаллов β -ВВО. Также измерены спектры комбинационного рассеяния для ориентаций $X(YY)-X$ и $X(ZZ)-X$ в нотации Порто. Получена генерация четвертой гармоники наносекундного Nd:YAG лазера, путем удвоения частоты второй гармоники в диапазоне интенсивности накачки от 0,08 до 40 МВт/см².

На рисунке 1 приведены спектры поглощения кристаллов, изготовленных из различных раствор-расплавов, в поляризованном свете. Для регистрации спектров поглощения в видимой области спектра использовался спектрофотометр Cary 100 (Varian, Австралия), в ИК диапазоне – Tensor 27 (Bruker, Германия), в ТГц области – экспериментальный лабораторный спектрометр, собранный по схеме [3].

Спектры комбинационного рассеяния для образцов, изготовленных из разных раствор-расплавов, не показали значимых различий, в то время как коэффициенты поглощения для образцов кристаллов выращенных с добавлением оксида ванадия оказались в 2–3 раза выше в УФ области спектра, чем у исходного образца и образца выращенного с добавлением оксида молибдена. Коэффициент поглощения на длине волны 532 нм составил 0,032 см⁻¹ для обыкновенной волны и 0,024 см⁻¹ для волны с необыкновенной поляризацией. Расчет коэффициентов поглощения в видимой и ИК области спектра проводился из зарегистрированных спектров пропускания с учетом Френелевского отражения с использованием дисперсионных уравнений из работы [4]. Выращенный из раствор-расплава с добавлением оксида ванадия образец отличаются от остальных наличием полосы поглощения в области 0,2–0,6 ТГц (500–1500 мкм). Физическое обоснование появления данной полосы требует отдельного исследования.



а – УФ область спектра, б – ИК диапазон спектра, в – ТГц диапазон спектра

Рис. 1. Спектры поглощения образцов β -ВВО, выращенных из различных раствор-расплавов

На рисунке 2 представлена зависимость интенсивности излучения на удвоенной частоте в зависимости от плотности мощности излучения накачки. В ходе экспериментов в качестве источника накачки использовалось излучение второй гармоники наносекундного Nd:YAG лазера LS-2132 UTF (Лотис ТИИ, Республика Беларусь), работающего в режиме одиночных импульсов. Интенсивность излучения накачки кристаллов изменялась с помощью изменения энергии на лампе вспышке лазера, при этом учитывалась как длительность импульса накачки (532 нм), так и длительность импульса на удвоенной частоте (266 нм) генерируемого в образце нелинейного кристалла.

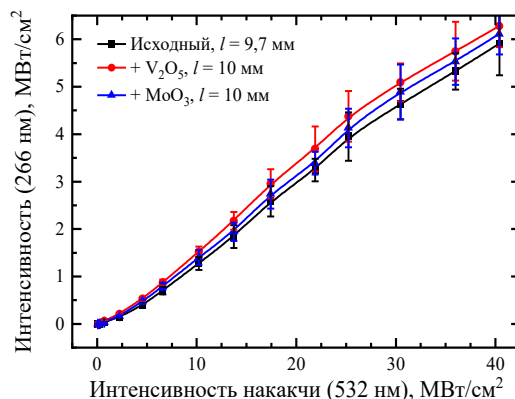


Рис. 2. Удвоение частоты в УФ область спектра в кристаллах β -ВВО

Различия в интенсивности ГВГ образцами, выращенными из разных раствор-расплавов, находится в пределах погрешности. Минимальную эффективность показывает исходный образец, однако, т.к. его толщина на 0,3 мм меньше – ожидаемая эффективность должна быть на ~5% меньше относительно двух других образцов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024 от 25.04.2024).

Список литературы

1. I. Deyra, A. Malillard, R. Mailard, et.al. Impact of BaB_2O_4 growth method on frequency conversion to the deep ultra-violet // *Solid State Sciences*, vol. 50, pp. 91–100, 2015.
2. A.E. Kokh, N.G. Kononova, P.P. Fedorov, et.al. Growth of bulk β - BaB_2O_4 crystals of high optical quality in the BaB_2O_4 - NaBaBO_3 system // *Inorg. Mat.*, vol. 41, pp. 60–64, 2005.
3. A. Mamrashev, F. Minakov, N. Nikolaev, V. Antsygin Terahertz Time-Domain Polarimetry for Principal Optical Axes of Anisotropic Crystals // *Photonics*, vol. 8(4), 213, 2021.

4. G. Tamošauskas, G. Beresnevičius, D. Gadonas, A. Dubietis Transmittance and phase matching of BBO crystal in the 3–5 μm range and its application for the characterization of mid-infrared laser pulses // *Optical Materials Express*, vol. 8(6), 1410, 2018.

ПОЛУЧЕНИЕ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ Au-Pt МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ДЛЯ МОДИФИЦИРОВАНИЯ ФОТОКАТАЛИЗАТОРОВ НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА ТИТАНА

Е. Д. Фахрутдинова*, П. Д. Кушнир, В. А. Светличный

*Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр-т. Ленина, д. 36
fakhrutdinovaed@gmail.com

Методом импульсной лазерной абляции индивидуальных мишеней Pt и Au с последующим облучением смеси коллоидов сфокусированным излучением в работе получены биметаллические наночастицы AuPt с различным массовым соотношением компонентов. Исследована морфология и подтверждена биметаллическая природа наночастиц. Полученные биметаллические НЧ с массовым соотношением металлов 50/50, нанесенные на диоксид титана проявляют лучшую фотокаталитическую активность в процессах выделения водорода и разложения красителя Родамина Б при облучении LED с длиной волны 375 нм в сравнении с монометаллическими частицами.

На сегодняшний день биметаллические и мультиметаллические наночастицы (НЧ), используемые как со-катализаторы, демонстрируют большой потенциал в осуществлении химических превращений, которые с трудом могут быть реализованы с монометаллическими частицами [1]. Сплав двух и более металлов позволяет формировать уникальные микро- и наноструктуры с оптимизированными работами выхода и другими синергетическими эффектами для улучшения каталитических характеристик. В последнее время биметаллические частицы привлекают внимание как эффективные со-катализаторы в фотокаталитических процессах, в том числе в процессе выделения водорода [2].

Химический синтез биметаллических частиц весьма сложная задача. В данной работе для синтеза таких НЧ использован метод импульсной лазерной абляции (ИЛА), который давно уже себя зарекомендовал как простой, экологичный метод получения различных каталитических и фотокаталитических систем без использования дорогих прекурсоров [3]. Целью настоящей работы является получение и исследование биметаллических НЧ Au-Pt с различным массовым соотношением, модифицирование ими высокодефектного темного диоксида титана и исследования фотокаталитических свойств полученных систем.

Биметаллические наночастицы получали по следующей технологии. В начале проводили абляцию металлических мишеней Au и Pt (99,9 % чистоты) в дистиллированной воде со следующими параметрами Nd:YAG лазера (LOTIS ТП, модель LS2131M-20, $\lambda = 1064$ нм, энергией в импульсе до 180 мДж, длительность импульсов и частота следования импульсов соответственно составляли 7 нс и 20 Гц). Свежеприготовленные коллоидные растворы смешивались в массовом соотношении: 50/50; 30/70; 70/30; 10/90 и 90/10. Далее, полученные смеси подвергались дополнительному облучению сфокусированным лазерным излучением в течении 40 минут, с теми же параметрами лазера, при которых проводилась абляция. Плазма, возникающая в фокальной плоскости линзы. Стимулировала взаимодействие НЧ в коллоидном растворе.

Для подтверждения получения биметаллических сплавных частиц использовали рентгенофазовый анализ и УФ-видимую спектроскопию. Регистрировали спектры поглощения смесей коллоидных растворов Au и Pt после абляции до лазерного облучения и после. До лазерного облучения коллоидный раствор имеет полосы поглощения в области 227 и 523 нм, которые относятся к поверхностному плазмонному резонансу (ППР) Pt и Au, соответственно. После проведения дополнительного лазерного облучения в течении 40 минут, полосы поглощения, относящиеся к ППР индивидуальных НЧ Au и Pt исчезали, что свидетельствовало о формировании сплавных биметаллических частиц. Также полученные биметаллические наночастицы были нанесены на рентгеноаморфный материал SiO₂ и исследованы методом рентгеновской дифракции. Было

установлено смещение рефлексов биметаллических частиц, относительно рефлексов металлов Au и Pt, что также подтверждает биметаллическую природу частиц.

Размер и форма наночастиц были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Наночастицы Au после абляции представлены сферической формой и имеют размер от 10 до 80 нм, с преобладанием частиц около 20 нм. Наночастицы Pt также имеют сферическую форму, размером от 2 – 50 нм, с преобладанием частиц 5 нм. В результате сплавления и дефрагментации отдельных частиц при лазерном облучении коллоидных растворов, полученные биметаллические наночастицы имеют меньший средний размер 5-10 нм и неправильную продолговатую форму.

Для оценки фотокаталитической активности, биметаллические наночастицы из коллоидных растворов наносились методом пропитки по влагоемкости на высокодефектный темный диоксид титана, который был предварительно получен также методом ИЛА [4]. В качестве образцов сравнения использовались образцы диоксида титана с нанесенными монометаллическими частицами Au/TiO₂ и Pt/TiO₂, приготовленные по аналогичной технологии. Общее массовое соотношение металла и биметалла по отношению к TiO₂ было одинаковым и составило 0,5 масс %.

Фотокаталитические свойства материалов исследовали в реакциях выделения водорода и разложения водных растворов красителя Родамина Б 5×10^{-6} моль/л при облучении полупроводниковыми светодиодами (LED) с длиной волны 375 нм (0.3 Вт) и загрузкой катализатора 0.5 г/л. Процесс выделения водорода в воде проводили в замкнутой газовой системе, с использованием в качестве газа-носителя аргон и 20 масс % глицерина в качестве жертвенного реагента. Количество образовавшегося водорода определяли с помощью газового хроматографа (Хроматэк-Кристалл 5000), оснащенный детектором по теплопроводности (ДТП). Длительность всего фотокаталитического эксперимента составляла 3 часа. Концентрацию красителя Родамина Б определяли фотометрически по максимуму полосы поглощения в области 553 нм, длительность процесса 4 часа.

Наибольшей фотокаталитической активностью в двух фотокаталитических процессах обладает образец Au-Pt/TiO₂ с массовым соотношением металлов 50/50 – количество выделившегося водорода 1,12 ммоль/г за 3 часа облучения; полное разложение структуры Родамина Б за 150 минут.

Таким образом, в работе продемонстрировано получение биметаллических наночастиц AuPt с различным массовым соотношением металлов, методом импульсной лазерной абляции для модифицирования фотокатализаторов на основе диоксида титана. Исследована морфология и подтверждена биметаллическая природа НЧ. Полученные со-катализаторы Au-Pt/TiO₂ с массовым соотношением металлов 50/50 проявляют лучшую фотокаталитическую активность в процессах выделения водорода и разложения красителя Родамина Б в сравнении с Au и Pt монометаллическими со-катализаторами TiO₂. Предполагается, что каталитическая активность биметаллических НЧ связана с изменением свойств поверхности и работы выхода по отношению к индивидуальным металлическим частицам.

Исследование поддержано РФФИ (Грант № 19-73-30026).

Список литературы

1. D.S. Idris, A. Roy. Synthesis of Bimetallic Nanoparticles and Applications – An Updated Review // Crystals, vol. 14, pp. 637 (1-31), 2023.
2. Y. Liu, Z. Sun, Y. H. Hu Bimetallic cocatalysts for photocatalytic hydrogen production from water // J. Chem. Eng., vol. 409, pp. 128250 (1-13), 2021.
3. R.C. Forsythe, C.P. Cox, M.K. Wilsey et al. Pulsed Laser in Liquids Made Nanomaterials for Catalysis // Chem. Rev., vol. 121, pp. 7568–7637, 2021.
4. E. D. Fakhrutdinova, A.V. Shabalina, M.A. Gerasimova, et.al. Highly Defective Dark Nano Titanium Dioxide: Preparation via Pulsed Laser Ablation and Application // Materials, vol. 13, pp. 2054 (1-17), 2020.

КВАНТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ МНОГОКАНАЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В LiNbO₃:Er,Yb

В. В. Галуцкий^{1*}, К. В. Пузановский¹, Е. В. Строганова¹

¹Кубанский государственный университет
350040, Российская Федерация, Краснодар, ул. Ставропольская, д. 149
*E-mail: galutskiy17v@mail.ru

Исследовано влияние изменение концентрации ионов Er³⁺ на интегральную эффективность релаксации оптических центров в Yb,Er:LiNbO₃.

Одно из традиционных направлений теоретических исследований является поиск оптимальной кристаллической матрицы, ограничивающей или разрешающей отдельные взаимодействия в системе примесных комплексов. Развитие теории и экспериментальных методов получения структур пониженной размерности явилось одной из доказанных возможностей дополнительного управления каналами релаксации межцентрового взаимодействия при масштабировании ограничения, например на тушащие люминесценцию взаимодействия за счет резкого изменения фононного спектра среды.

Ион Er³⁺ благодаря разветвленной схеме уровней предполагает различные релаксационные процессы, сказывающиеся на эффективности лазерной генерации, эффективности накачки, процессов передачи энергии между различными оптическими центрами в кристалле [1,2]. Для управления релаксационными процессами в оптических центрах рассмотрена модель, предполагающая ограничения, связанные с выбыванием или появлением ионов Er³⁺ в кристалле [3]. Отличие представленной модели известных [1] заключается в изменении концентрации ионов Er³⁺ вдоль кристалла и связанное с этим перераспределение интегральной эффективности релаксационных каналов.

В данном исследовании при известных параметрах примесных центров в известной кристаллической матрице исследуется задача учета неравномерности (градиента) распределения в донорной и акцепторной системах примесных комплексов для управления каналом релаксации. При этом предлагается учитывать выбывание доноров и акцепторов из рассматриваемой подсистемы за счет физически неравномерного распределения их в кристалле.

В работе использовались скоростные уравнения, которыми описывается процесс накачки при многоканальной релаксации:

$$\frac{\partial I^+(z,t)}{\partial z} = (f'_a \cdot N_0 - f'_b \cdot N_1) \sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot I^+(z,t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial I^-(z,t)}{\partial z} = (f'_a \cdot N_0 - f'_b \cdot N_1) \sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot I^-(z,t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_1(z,t)}{\partial t} = \sigma_{abs}(\lambda_p) [f'_a \cdot N_0 - f'_b \cdot N_1] \cdot \frac{I^+(z,t) + I^-(z,t)}{h\nu_p} - \frac{N_1(z,t)}{\tau_f} \quad (3)$$

$$N_1(z,t) - N_0(z,t) = N_i \quad (4)$$

В данных уравнениях I⁺ и I⁻ – интенсивности прямой и обратной волны накачки; σ_{abs} – сечение поглощения ионов Er³⁺ в ниобате лития на длине волны накачки λ_p; hν_p – квант накачки, соответствующий длине волны накачки λ_p; τ_f – люминесцентное время жизни верхнего уровня; N₀ и N₁ – населенности основного и возбужденного уровней энергии, которые в сумме равны полной концентрации N иона активатора Er³⁺ в лазерном элементе.

Для рассмотрения вопроса об эффективности при исследовании многоканальной релаксации вводилась связанная квантовая эффективность накачки η_{NP} как отношение общего числа полученных возбужденных состояний, создающих положительную инверсию в квази - трехуровневой лазерной схеме, к общему числу падающих фотонов к концу импульсу накачки:

$$\eta_{NP} = \frac{\frac{1}{Z_0} \left[\int_0^{Z_0} ((1+f) \cdot N_1(z, t_p) - N(z)) \cdot dz \right]}{f_a I_0 \lambda_p} h c^2, \quad (5)$$

где $f = f_a / f_b$ – это отношение населённости штарковских уровней ионов Er^{3+} излучательного перехода; I_0 – интенсивность накачки; Z_0 – длина лазерного элемента.

Исследование поддержано Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список литературы

1. T. Y. Fan, P. Lacovara, Modeling of Energy Storage Yb:YAG Lasers and Amplifiers // Advanced Solid State Lasers, vol. 13 of OSA Proceedings Series, P. DL4., 1992.
2. Koechner W. Solid-state laser engineering / Round Hill: Springer, 747 p., 2006.
3. I.D. Babenko, V.V. Galutskiy, E.V. Stroganova, et.al. Temperature dependence of Er^{3+} , Yb^{3+} kinetic spectra in the gradient crystals of lithium niobite // Optical Materials, vol. 102, P. 109818, 2020.

СИНТЕЗ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР СИЛИКАТОВ ВИСМУТА $\text{Bi}_2\text{SiO}_5/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

А. Г. Голубовская*, В. А. Светличный

*Томский Государственный Университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
E-mail: aleksandra.golubovskaya@mail.ru

Комбинируя методы лазерной абляции и твердофазного синтеза, в работе были получены наноконкомпозиты $\text{Bi}_2\text{SiO}_5/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Импульсной лазерной абляцией в воздухе были получены наночастицы (НЧ) $\beta\text{-Bi}_2\text{O}_3$, которые были смешаны с НЧ SiO_2 (Полисорб МП) в различных соотношениях. Для формирования силикатов висмута образцы отжигались при 600°C в атмосфере воздуха. В результате исследований показано, что при стехиометрическом соотношении висмута и кремния в смеси формировались практически монофазные силикаты висмута Bi_2SiO_5 и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, а при нестехиометрическом – гетероструктуры $\text{Bi}_2\text{SiO}_5/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Фотокаталитическая активность образцов тестировалась при разложении красителя Родамина Б и селективного фотоокисления 5-гидрокси-метилфурфурола (5-НМФ). Установлено, что гетероструктуры $\text{Bi}_2\text{SiO}_5/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ проявляют более высокую фотокаталитическую активность по сравнению с монофазными силикатами висмута, определено оптимальное соотношение компонент, обсуждены механизмы фотокаталитической активности материалов.

Развитие методов получения функциональных материалов для применения в различных областях на сегодняшний день является востребованной задачей. В том числе, актуален синтез полупроводниковых наноматериалов, способных поглощать видимое излучение. Это связано с применением таких материалов в фотокатализе для очищения воды и воздуха, получения водорода и восстановления CO_2 , а также для получения ценных продуктов путем окисления легкодоступного сырья. В последнее время активно развиваются лазерные методы синтеза наноматериалов для фотокатализа [1], которые включают в себя различные подходы. Одним из таких подходов является импульсная лазерная абляция (ИЛА) в газе, основное преимущество которой заключается в контроле морфологии, размера и состава наночастиц (НЧ) в зависимости от условий синтеза. Варьируя материал мишени, состав газа, в котором происходит синтез, а также параметры лазерного излучения, можно получать различные материалы с заданными свойствами.

Среди большого разнообразия фотокатализаторов выделяют материалы на основе висмута [2], в частности силикаты висмута (Bi_2SiO_5 , $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$), которые обладают интересными физико-химическими свойствами. Однако силикаты висмута, как правило, проявляют низкую фотокаталитическую активность из-за быстрой рекомбинации зарядов. Решить данную проблему можно путем создания композитной частицы из двух и более полупроводников, между которыми возникает гетеропереход, способствующий лучшему пространственному разделению зарядов [3].

В данной работе приложена методика синтеза композитных полупроводниковых наноматериалов $\text{Bi}_2\text{SiO}_5/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, сочетающая лазерную абляцию и твердофазный синтез. Изначально получали НЧ оксида висмута $\beta\text{-Bi}_2\text{O}_3$ с помощью ИЛА мишени металлического Bi (99,5 %) в воздухе с использованием сфокусированного лазерного излучения Nd:YAG лазера (1064 нм, 7 нс, 20 Гц, 150 мДж). Полученный порошок перетирали в агатовой ступке с оксидом кремния SiO_2 (Полисорб МП) при атомных соотношениях Bi:Si = 2:1, 4:1, 8:1, 12:1, что соответствует стехиометрическим (Bi_2SiO_5 и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$) и нестехиометрическим силикатам висмута, и далее отжигали при температуре 600°C .

Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии, НЧ имеют неправильную округлую форму, что объясняется спеканием частиц во время температурного отжига. На поверхности крупных частиц находятся мелкие сферические НЧ. По результатам рентгенофазового анализа, образцы 2Bi:1Si и 12Bi:1Si состоят из фаз Bi_2SiO_5 и $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, соответственно (табл. 1). При нестехиометрических соотношениях в образцах 4Bi:1Si и 8Bi:1Si наблюдается композитный состав $\text{Bi}_2\text{SiO}_5/\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Таблица 1

Характеризация образцов

| Образец | Фазовый состав, масс. % | | E_g , эВ | Константа скорости, мин ⁻¹ |
|---|----------------------------------|------------------------------------|------------|---------------------------------------|
| | Bi ₂ SiO ₅ | Bi ₁₂ SiO ₂₀ | | |
| 2Bi:1Si (Bi ₂ SiO ₅) | 99,8 | 0,2 | 3,9 | 0,019 |
| 4Bi:1Si (Bi ₂ SiO ₅ /Bi ₁₂ SiO ₂₀) | 42 | 58 | 3,3 | 0,077 |
| 8Bi:1Si (Bi ₂ SiO ₅ /Bi ₁₂ SiO ₂₀) | 13 | 87 | 3,0 | 0,050 |
| 12Bi:1Si (Bi ₁₂ SiO ₂₀) | 0,1 | 99,9 | 3,0 | 0,016 |

Спектры поглощения образцов в УФ-видимой области спектра приведены на рис. 1а. Край полосы поглощения для монофазных образцов находится при ~330 нм для Bi₂SiO₅ и при ~420 нм для Bi₁₂SiO₂₀, что хорошо коррелирует с литературными данными. Край поглощения композитных образцов лежит между спектрами Bi₂SiO₅ и Bi₁₂SiO₂₀. По мере увеличения концентрации Bi₁₂SiO₂₀ край полосы поглощения образцов сдвигается в длинноволновую область. Из спектров поглощения была оценена ширина запрещенной зоны E_g методом DASF (таблица 1).

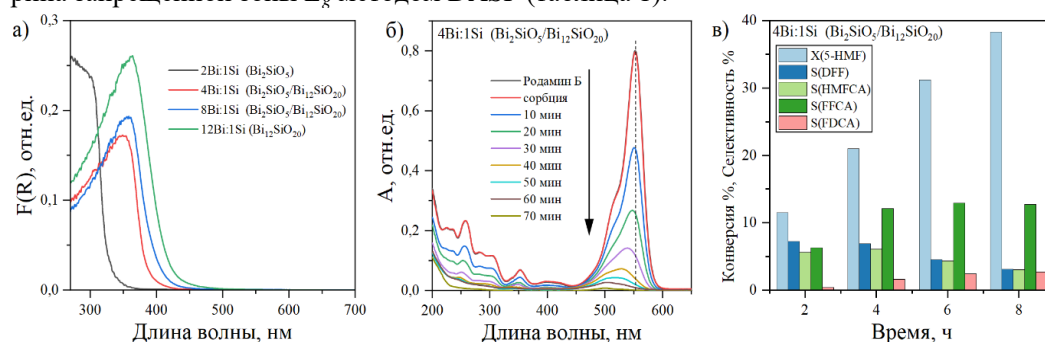


Рис. 1. Спектры поглощения образцов (а), результаты фоторазложения Родамина Б (б) и селективного фотоокисления 5-НМФ (в) в присутствии катализатора 4Bi:1Si

Фотокаталитическая активность материалов исследовалась в реакции разложения Родамина Б ($C = 5 \times 10^{-6}$ М) при облучении LED с $\lambda = 375$ нм (рис. 1б). Было установлено, что фотокаталитическая активность композитных образцов, состоящих из двух фаз силикатов висмута, значительно превышает активность монофазных образцов. Это происходит за счет формирования гетероперехода II типа Bi₂SiO₅/Bi₁₂SiO₂₀, который способствует пространственному разделению зарядов и увеличивает время рекомбинации электронно-дырочных пар.

Самый активный образец 4Bi:1Si был также протестирован в процессе селективного фотоокисления 5-гидроксиметилфурфура (5-НМФ). 5-НМФ важный продукт переработки лигноцеллюлозы – основного компонента биомассы. За 8 часов облучения конверсия 5-НМФ достигала 38 % (рис. 1в). В результате фотокаталитического окисления образуются известные ценные продукты 2,5-диформилфуран (DFF), 5-гидроксиметил-2-фуранкарбоновая кислота (HMFCA), 5-формил-2-фуранкарбоновая кислота (FFCA) и 2,5-фурандикарбоновая кислота (FDCA).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Грант №19-73-30026)

Список литературы

1. S. Reichenberger, G. Marzun, M. Muhler, et.al. Perspective of Surfactant-free Colloidal Nanoparticles in Heterogeneous Catalysis // ChemCatChem, vol. 11, pp. 1–31, 2019.
2. H. Li, B. Cheng, J. Zhang, et.al. Recent advances in the application of bismuth-based catalysts for degrading environmental emerging organic contaminants through photocatalysis: A review // J. Environ. Chem. Eng., vol. 11, pp. 110371, 2023.
3. A.V. Emeline, A.V. Rudakova, V.K. Ryabchuk, et.al. Recent advances in composite and heterostructured photoactive materials for the photochemical conversion of solar energy // Curr. Opin. Green Sustain., vol. 34, pp. 100588, 2022.

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОДНОМЕРНЫХ МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С НАРУШЕННОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

З. А. Григорьева^{1*}, В. К. Беляев¹, Д. В. Мурзин¹, В.В. Родионова¹

¹ Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, 236041, Российская Федерация,
Калининград, ул. Невского, д. 14

*E-mail: grigoreva-zoja@ Rambler.ru

Использование наноматериалов является актуальным и востребованным в различных областях науки и техники. Одним из видов наноматериалов являются магнитоплазмонные кристаллы (МПлК) – наноструктуры, состоящие из металлических пленок, нанесенных на дифракционные решетки. В МПлК наблюдается усиление экваториального эффекта Керра (ЭЭК) за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [1]. Подобные структуры могут быть эффективно использованы в качестве широкополосных сенсорных элементов [2, 3].

В данной работе образцы были изготовлены с помощью метода наклонного магнетронного напыления (oblique angle deposition) на установке ORION производства AJA International. В ходе эксперимента 300 нм слоем пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) под углом 85° были покрыты подложки из пластин кремния и полимерные дифракционные решетки с периодом 740 нм и высотой дорожек 100 нм.

Морфология созданных образцов была исследована с помощью атомно-силового микроскопа HT-МДТ Spectra NTEGRA AURA. Магнитные свойства образцов были исследованы на вибрационном магнитометре LakeShore VSM7400. Оптические и магнитооптические свойства образцов были исследованы методом частотно-угловой спектроскопии коэффициента отражения на установке, состоящей из галогенной лампы, двух поляризаторов GT-10 фирмы Thorlabs, пары электромагнитов, оптомеханического модулятора OCV-6300 фирмы Avesta, монохроматора MS-6400i от Sol Instruments, фотоумножительной трубки PMM01 фирмы Thorlabs с усилителем Lock-In SR830 от Stanford Research Systems. Оптические измерения выполнены в *p*-поляризованном свете в диапазоне длин волн от 600 до 900 нм при угле падения света 68° для достижения выполнения условий возбуждения -2 дифракционного порядка. Образец освещался под различными азимутальными углами φ между плоскостью падения света и направлением дорожек на подложке. При $\varphi = 0^\circ$ плоскость падения света была перпендикулярна дорожкам на подложке.

Экспериментально показано, что в спектральных зависимостях коэффициента отражения наблюдается ярко выраженный провал на длинах волн $\lambda = 712 \pm 2$ нм и $\lambda = 717 \pm 2$ нм при φ равным 0° и 180° . В спектрах ЭЭК для одномерных обнаружено усиление экваториального эффекта Керра в диапазоне длин волн в области спектрального провала коэффициента отражения в сравнении с пленками на плоских подложках из кремния.

Список литературы

1. Belyaev V. K. et al. Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal //Scientific Reports., vol. 10, pp. 7133, 2020.
2. Li Z. et al. Tailored Fano resonance and localized electromagnetic field enhancement in Ag gratings //Scientific Reports., vol. 7, pp. 44335, 2017.
3. Kwon H., Lee S. H., Kim J. K. Three-dimensional metal-oxide nanohelix arrays fabricated by oblique angle deposition: fabrication, properties, and applications //Nanoscale research letters., vol. 10, pp. 1-12, 2015.

ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СВЕТОКОНЦЕНТРИРУЮЩИХ ПЛАЗМОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ TERS-СПЕКТРОСКОПИИ

Д.Е. Хренников¹, А.С. Костюков¹, В.С. Герасимов¹,
С.П. Полотов¹, С.В. Карпов^{1,2}

¹Международный научно-исследовательский центр спектроскопии и квантовой химии,
Сибирский федеральный университет, 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 26;

*E-mail: d.khrennikov@gmail.com

²Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ Красноярский научный центр СО РАН, 660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, 50/38.

В работе исследуются различные формы плазмонных игл и их эволюция с целью поиска форм, наиболее устойчивых к внешним воздействиям, в частности, к высокой температуре окружающей среды, поскольку плазмонные иглы часто используются вблизи исследуемого образца, подвергаемого нагреву. Эти условия могут сопровождаться деградацией формы острия и утратой его светоконцентрирующих свойств.

К числу интенсивно исследуемых объектов наноплазмоники относятся несферические плазмонные наночастицы с острыми кромками, обладающие уникальными светоконцентрирующими свойствами. Именно такие свойства играют ключевую роль в сравнительно новом и активно развивающемся направлении – в спектроскопии с использованием эффекта плазмонного нанолинзирования (Tip-Enhanced Raman Spectroscopy –TERS) – рамановской спектроскопии с усилением поля вблизи острия или плазмонной иглы. Этот же эффект используется в методах усиления поля вблизи плазмонной иглы в задачах ближнепольной оптической микроскопии – Tip-Enhanced Near-Field Optical Microscopy (TENOM) [1]. TERS позволяет как усиливать слабые рамановские сигналы, так и получать с помощью этого сигнала изображения с пространственным разрешением порядка 10 нм. Нано-Рамановская визуализация позволяет получить уникальные сведения о структуре и химический состав образцов в нанометровом масштабе.

Основой этих методов является использование плазмонных наноэлементов с минимально возможным радиусом кривизны острия. При этом их недостатком является быстрая деградация формы (острых кромок) с последующей утратой светоконцентрирующих свойств в процессе эксплуатации. Отметим, что радиус кривизны плазмонных игл, применяемых, в частности, в туннельных сканирующих устройствах, составляет на сегодняшний день около 50 нм.

К числу актуальных задач относится поиск методов повышения устойчивости формы светоконцентрирующих плазмонных частиц к внешним воздействиям: температуре, окружающей среде, оптическому излучению. Кроме того, поскольку нестабильность формы несферических плазмонных наночастиц обусловлена в том числе таким фактором, как поверхностный дрейф атомов, предполагается поиск методов стабилизации поверхности частиц.

В настоящей работе исследуются различные формы плазмонных игл и их эволюция с целью поиска форм, наиболее устойчивых к внешним воздействиям. К числу внешних факторов, действующих на плазмонный элемент, является высокая температура окружающей среды, поскольку такие наночастицы часто используются вблизи исследуемого образца, подвергаемого сильному нагреву для исследования фазового перехода, а также время воздействия. Эти условия могут сопровождаться изменением формы острия, в первую очередь, его затуплением и снижением его светоконцентрирующих возможностей.

В работе исследованы несферические плазмонные наночастицы с острыми кромками на примере золотых нанотетраэдров с высотой порядка 10 нм, в которых наблюдается деградация формы и сопутствующая этому процессу утрата светоконцентри-

рующих свойств. Основными инструментами исследования являются экспериментально-верифицированный пакет молекулярно-динамического (MD) симулятора LAMMPS с реализацией модели погруженного атома (EAM), предназначенный для исследования структурной эволюции наночастиц.

С использованием метода Ex-DIM и COMSOL Multiphysics продемонстрирована эволюция локального электромагнитного поля на длине волны плазмонного резонанса вблизи вершины золотого нанотетраэдра и изменение фактора усиления поля в процессе деградации плазмонной иглы. Применение метода Ex-DIM позволяет исследовать не только спектры плазмонного поглощения наночастиц, но и получать на атомистическом масштабе распределение полей внутри и вокруг частиц. Верификация Ex-DIM, а также сравнительные расчеты выполнялась с помощью классических электродинамических методов, в частности, конечно-элементного пакета Comsol Multiphysics.

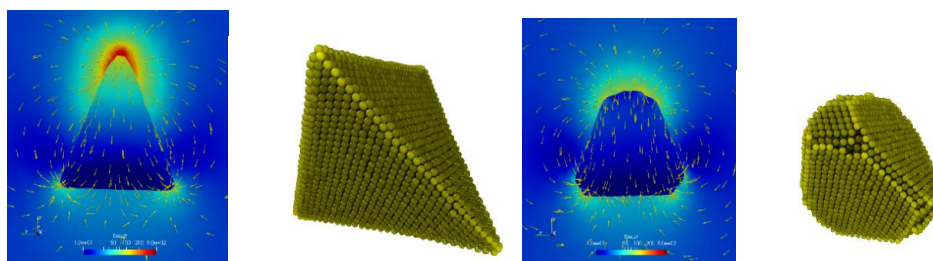


Рисунок. Локальное распределение поля вокруг идеального и деградировавшего Au нанотетраэдра на длине волны плазмонного резонанса при исчезновении острых кромок. Поляризация направлена от вершины до середины противоположной грани. Внизу – эволюция формы нанотетраэдров (максимальный размер по высоте 11 нм) при повышении температуры - от исходного состояния при комнатной температуре до 400°C (пакеты LAMMPS и Comsol Multiphysics).

На рисунке показан пример изменения формы Au нанотетраэдра при повышении температуры и деградации острых кромок, сопровождаемого резким снижением напряженности локального электромагнитного поля, что свидетельствует о необходимости учета влияния нагрева на оптические свойства плазмонных наночастиц.

В результате выполнения исследований показана принципиальная неустойчивость нескольких островершинных плазмонных наноэлементов, вырезанных из бесконечного кристалла ГЦК золота, если они содержат высокоиндексные поверхности. Главной особенностью является то, что в начале нагрева область вершины постепенно затупляется, однако при дальнейшем повышении температуры формируется усекающая грань – для тетраэдра это плоскость (111). Показано, что исчезновение острых кромок нанотетраэдра приводит к значительному снижению напряженности локального поля вблизи его вершин.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-12-00195

Список литературы

1. L. Novotny The History of Near-Field Optics. Progress in Optics // Elsevier: Amsterdam, 2007, 50, pp.137-184

POLYMER AND LIQUID CRYSTAL MATERIALS DOPED WITH NANOSTRUCTURES: LASER-INDUCED REFRACTIVE INDEX, POLARIZATION ABILITY AND DYNAMICS

N. V. Kamanina^{1,2,3,*}

¹Lab for Photophysics of Nanostructured Materials and Devices at Vavilov State Optical Institute, Kadetskaya Liniya V.O., dom 5, korp.2/Babushkina str., dom 36, korp.1, 199053/192171 St.-Petersburg, Russia

²St.-Petersburg Electrotechnical University ("LETI"), Ul.Prof.Popova, dom 5, 197376 St.-Petersburg, Russia

³Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Center «Kurchatov Institute», 1 md. Orlova Roshcha, 188300 Gatchina, Russia

* Correspondence: nvkamanina@mail.ru; Tel.: +7 911 981 1199

Among different organic matrix used to make the holographic gratings, thin-film polarizers, optical limiting and display elements, the polymer and liquid crystal (LC) materials occupy a special place because of their unique optical properties. Really, basically these materials, under the nanostructuring process, reveal the spectral bathochromic shift, predict the formation of the *intermolecular* donor-acceptor interaction, realize the increased absorption cross section, improved charge carrier mobility, polarization plane rotation, etc. important features. Thus, it permits to accumulate the novel knowledge in the material science area and dramatically extend the application directions.

Our own steps in these research have been shown in the papers [1-5] on last five years. In the current paper the effect of the introduction of the nano-objects (based on fullerenes, quantum dots, shungites, graphenes, carbon nanotubes and modern nanotubes based on WS₂ and MoS₂) in the organic materials (polyimide, pyridine, polyvinyl alcohol, nematic liquid crystal, etc.) will be discussed. A qualitative model of the possible change of the charge transfer path from an *intramolecular* donor to an *intermolecular* acceptor (with higher value of the electron affinity energy) with the introduction of a number of nanoparticles is shown in Fig.1.

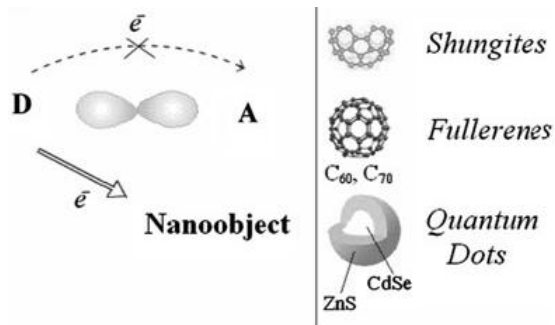


Fig.1. Possible model to change the path way for the electrons via nanostructuring

The influence of the nanostructuring process on the laser-induced refractive index as well as on the rotation of the polarization plane of the light will be shown.

Data shown in Table 1 are coincided with the refractive parameters change in the polyimide conjugated matrix doped with the fullerenes, shungites and carbon nanotubes. In this case the second harmonic of the nanosecond pulsed Nd-laser at the wavelength of 532 nm was used. The amplitude-phase thin gratings were recorded under the Raman-Nath diffraction conditions at the spatial frequency (Λ) of 90, 100 and 150 mm⁻¹. Indeed, the condition for the thin amplitude-phase holograms recording under the Raman-Nath conditions was implemented, when the thickness of the medium under the test was less than the period of the formed lattice.

Data shown in Table 2 are regarded to the increased angle of the polarizationplane rotation in the doped liquid crystal materials from the cyanobiphenyl group.

Moreover, some temporal parameters improvement of the doped LC (due to increased polarizability) will be shown. Furthermore the increase of the transparency and wetting angle will be presented using the nanostructuring of the interface: solid-LC.

It should be mentioned that the experimental results are supported by the analytical calculation and quantum-chemical simulation.

Table 1
Laser-induced change of the refractive index at the 532 nm and laser pulse width of 10-20 ns

| Studied structure | Dopant content wt. % | Energy density, J×cm ⁻² | Spatial frequency, mm ⁻¹ | Δn_i |
|---------------------------|----------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------|
| Polyimide pure | 0.0 | 0.6 | 90 | 10^{-4} - 10^{-5} |
| Polyimide+C ₆₀ | 0.2 | 0.5-0.6 | 90 | 4.2×10^{-3} |
| Polyimide+C ₇₀ | 0.2 | 0.6 | 90 | 4.7×10^{-3} |
| Polyimide+shungite | 0.1 | 0.5 | 100 | 4.1×10^{-3} |
| Polyimide+shungite | 0.2 | 0.5 | 100 | 5.5×10^{-3} |
| Polyimide+shungite | 0.2 | 0.6 | 150 | 5.3×10^{-3} |
| Polyimide+CNTs | 0.1 | 0.5-0.6 | 90 | 5.7×10^{-3} |
| Polyimide+CNTs | 0.1 | 0.6 | 150 | 5.5×10^{-3} |

Table 2
Polarization plane rotation at $\lambda=532$ nm in 5CB doped liquid crystal with a thickness of 10 micrometers

| Studied structure | Dopant content, wt. % | Angle of polarization plane rotation, ° |
|------------------------|-----------------------|---|
| 5CB pure | 0.0 | 2.1 |
| 5CB + MoS ₂ | 0.1 | 3.0 |
| 5CB + WS ₂ | 0.3 | 3.4 |
| 5CB + WS ₂ | 0.5 | 11.6 |
| DNA water solution | 0.3 | 3.8 |

The presented results are coincided with the main research directions of the Lab for Photophysics of nanostructured materials and devices and they are the part of a work supported before by FP7 Marie Curie International researchers exchange proposal “BIOMOLEC” (2011-2015), by National Technology Base program, Project “Nanocoatings-GOI (2012-2015) and supported now by Russian Scientific Fond, project No. 24-23-00021 (2024-2025).

References

1. N. Kamanina. Refractive Properties of Conjugated Organic Materials Doped with Fullerenes and Other Carbon-Based Nano-Objects // *Polymers*, 15, 2819. 14 pages. 2023. <https://doi.org/10.3390/polym15132819>.
2. N.V. Kamanina, A.S. Toikka, Ya.V. Barnash, et.al. Nematic liquid crystal –MoS₂ nanoparticles innovative system for optoelectronic displays and modulators // *Liq.Cryst. and their Appl.*, 23 (2), pp.52–62, 2023 (in Russ.). [Doi:10.18083/LCAppl.2023.2.5](https://doi.org/10.18083/LCAppl.2023.2.5)
3. N. Kamanina, A. Toikka, S. Likhomanova, Novel and Classical Materials Used in the Plane of Polarization of Light Rotation: Liquid Crystal with WS₂ Nanotubes // *Crystals*, 12, 1185. 2022. <https://doi.org/10.3390/cryst12091185>
4. N. Kamanina. Carbon Nanotube Coatings’ Role in Transparency, Mechanical Hardness, and Wetting Angle Increase // *Coatings*, 12, 1279. 2022. <https://doi.org/10.3390/coatings12091279>
5. N. Kamanina, A. Toikka, Y. Barnash, et.al. Influence of Surface Relief on Orientation of Nematic Liquid Crystals: Polyimide Doped with WS₂ Nanotubes // *Crystals*, 12(3), 391. 9 pages. 2022. <https://doi.org/10.3390/cryst12030391>.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК VO₂

Д. Ю. Казаков^{1*}, И. В. Бычков¹, В. А. Толкачев¹, А. П. Каманцев²,
А. А. Сыров³, А. Л. Кудряшов³

¹Челябинский государственный университет
454001, Челябинская обл., г. Челябинск, ул. Братьев Кашириных, д.129
*E-mail: danielatk304@yandex.ru

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

³Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского
295007, Симферополь, просп. Вернадского, 4

Проведены исследования электрических и оптических свойств образца пленки диоксида ванадия (VO₂) толщиной 220 нм на подложке сапфира (Al₂O₃). Проводился постепенный нагрев образца от комнатной температуры до 80 градусов со средней скоростью около 2,3 °С/мин с одновременной фиксацией температуры, электрического сопротивления образца и энергии пропускаемого образцом лазерного излучения длиной волны 650 нм. Получены графики изменения общего электрического сопротивления образца, измеренного в произвольном месте, а также изменения прозрачности пленки в результате перехода полупроводник-металл при изменении температуры.

Длительное время не угасает интерес к материалам с фазовым переходом металл-полупроводник. В частности к диоксиду ванадия (VO₂) – материалу с наиболее «технологичной» температурой перехода в 67 °С. Свойства диоксида ванадия очень привлекательны с точки зрения его возможного прикладного использования в качестве основы для новых электрических и оптических материалов, а также в качестве элемента принципиально новых устройств обработки и хранения информации [1].

Нами проведены исследования электрических и оптических свойств образца пленки диоксида ванадия на подложке Al₂O₃. Толщина пленки – 220 нм. Толщина подложки – 500 мкм. Синтез образца выполнен на вакуумной установке методом магнетронного распыления «МВУ ТМ Магна 09» (НИИ ТМ, Зеленоград). Распыление материала мишени исходного VO₂ (чистота 99,95%) осуществлялось с помощью ВЧ-магнетрона (13,6 МГц, 150 Вт) в плазме ионов Ag⁺ (6,6·10⁻¹ Па) с последующим осаждением на предварительно разогретую подложку Al₂O₃ при температуре 450–475 °С, скорость осаждения 2,5 нм/мин. После осаждения проводился отжиг в атмосфере кислорода O₂ (P = 6·10⁻³ Па) при температуре подложки 450–475 °С в течение 120 мин.

При синтезе определено изменение электропроводности при фазовом переходе в 3 порядка величины (R_{min} - 20 Ом и R_{max} - 15188 Ом). Ширина температурного гистерезиса ~ 8-10 °С.

Схема установки для проведения исследования представлена на рис. 1. Измерения оптической прозрачности проводились с помощью CMOS камеры Veamage 4m производства GENTEC-EO. Данное оборудование позволяет измерять как профиль луча, так и энергетическую освещенность в процентах относительно уровня насыщения CMOS датчика. Зависящие от прозрачности образца, значения освещенности в процентах, были пересчитаны в единицы СИ энергетической освещенности с использованием графика, приведенного в руководстве по эксплуатации на оборудование [2] по формуле:

$$E = \frac{a}{100} * \frac{W}{t_1/t_{min}}$$

где E – энергетическая освещенность, мВт/см²; a – измеренное максимальное значение энергетической освещенности в процентах, %; $W = 1000$ мВт/см² – уровень насыщения датчика камеры по графику из руководства при минимальной выдержке; $t_1 = 6,60$ мсек – выдержка, принятая в эксперименте; $t_{min} = 0,06$ мсек – минимальная выдержка, соответствующая уровню насыщения W .

При этом нами делается предположение, что уровень насыщения CMOS датчика камеры линейно зависит от выдержки по времени камеры.

Измерения электрического сопротивления образца проводились мультиметром Mastech MS8050. Измерения температуры – терморегулятором TRM202 фирмы Овен.

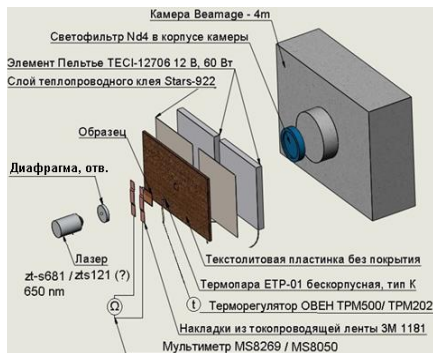


Рис.1.Схема измерительной установки.

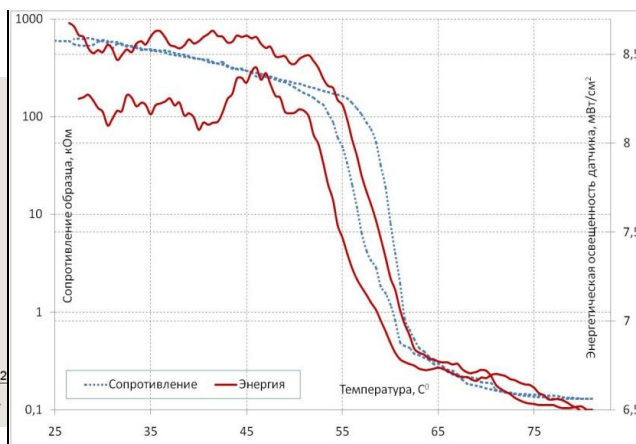


Рис.2.Изменение электрического сопротивления образца и освещенности датчика камеры

Изменение электрического сопротивления образца и максимума энергетической освещенности датчика камеры представлены на рис. 2. Данные по освещенности усреднялись скользящей средней (n=4). Измерения проводились через каждые 0,5 °С.

Было проведено несколько экспериментов, при этом изменялись геометрическое место падения лазерного луча на поверхность образца, диаметр диафрагмы, выдержка, геометрическое положение электроконтактов на образце, мощность источника излучения, скорость изменения температуры, заменялись элементы оборудования (табл. 1).

Таблица 1

Значения измеренных параметров в других экспериментах

| № эксперимента | Выдержка, мс | Измеренные значения при 30 °С | | | Измеренные значения при 80 °С | | |
|----------------|--------------|----------------------------------|---------------------------------|--|----------------------------------|---------------------------------|--|
| | | Электрическое сопротивление, кОм | Энергетическая освещенность, %* | Энергетическая освещенность, мВт/см ² | Электрическое сопротивление, кОм | Энергетическая освещенность, %* | Энергетическая освещенность, мВт/см ² |
| 1 | 6,60 | 611 | 94,65 | 8,61 | 0,131 | 71,79 | 6,53 |
| 2 | 6,60 | 211 | 92,72 | 8,43 | 0,085 | 81,27 | 7,39 |
| 3 | 10,8 | 2004 | 86,79 | 4,82 | 0,226 | 68,82 | 3,82 |
| 4 | 18,6 | 1449 | 90,94 | 2,93 | 0,213 | 67,18 | 2,17 |
| 5 | 4,8 | 1367 | 85,93 | 10,74 | 0,332 | 70,55 | 8,82 |
| 6 | 7,2 | 1462 | 88,57 | 7,38 | 0,305 | 62,17 | 5,18 |

* максимум в лазерном пучке в процентах к максимальному уровню насыщения датчика камеры при установленной выдержке

Выводы:

1) Присутствует гистерезис изменения оптической прозрачности, по ширине совпадающий с гистерезисом изменения электрической проводимости.

2) Гистерезис изменения оптической прозрачности начинается ранее, чем подобные изменения электрической проводимости на 3-4°С. Данное утверждение требует дальнейшей проверки.

3) В эксперименте присутствуют заметные изменения электрической проводимости образца в диапазоне температур 30-50 °С (в 3 раза), при этом прозрачность заметно не изменяется.

4) Максимальное значение изменения прозрачности образца в нашем эксперименте составило 26,4 %. Максимальное значение изменения электрической проводимости – в 8867 раз.

Список литературы

1. Samizadeh Nikoo, M., Soleimanzadeh, R., Krammer, A. *et al.* Electrical control of glass-like dynamics in vanadium dioxide for data storage and processing. *Nat Electron* **5**, 596–603 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41928-022-00812-z>
2. GentecElectro-Optics.BeamageUserManualRevision 29 // GentecElectro-Optics, Inc. 445, St-Jean-Baptiste, Suite 160 Québec, QC Canada, G2E 5N7, pp. 16.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ДИНАМИКУ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$

С.М. Шандаров, М.Г. Кистенева*, В.Г. Дю, П.А. Власов

¹*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 40*

Представлены результаты экспериментального исследования динамики фотоиндуцированного поглощения на длине волны 532 нм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$, наблюдаемой при воздействии на него непрерывным лазерным излучением с длинами волн 532 и 650 нм. Получено, что свет с длиной волны 532 нм приводит к увеличению оптического поглощения, а излучение с длиной волны 650 нм просветляет кристалл. Временная зависимость изменений в поглощении характеризуется участками быстрого и медленного роста. При увеличении температуры в диапазоне 23-53 °С наблюдается уменьшение величины наблюдаемых фотоиндуцированных изменений.

Воздействие на фоторефрактивные кристаллы со структурой силленита $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ ($M = \text{Si, Ge, Ti}$) светом из видимой и ближней УФ области приводит к изменению их оптического поглощения (фотохромному эффекту) [1]. Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения связаны со сложной энергетической структурой собственных и примесных дефектных центров [1, 2], которая, в свою очередь, определяет динамику формирования в таких кристаллах фоторефрактивных голограмм и чувствительность к их записи. Известно, что некоторые примеси оказывают значительное влияние на чувствительность силленитов к световому излучению и на время фоторефрактивного отклика [3].

В настоящей работе представлены результаты исследований динамики фотоиндуцированного поглощения на длине волны 532 нм в легированном цинком и фосфором кристалле титаната висмута $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ при воздействии на него лазерным излучением с длинами волн 532 и 650 нм, для температур в диапазоне от 23 до 53 °С.

В экспериментах использовался монокристаллический образец $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ с толщиной 8,39 мм. Для наведения фотоиндуцированных изменений образец подвергался засветке непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм и средней интенсивностью на входной грани $\sim 360 \text{ мВт/см}^2$ в течение промежутка времени от 0 до $t_1 = 2400$ с. Далее на 1800 с включалась подсветка излучением с длиной волны 650 нм, а зеленый лазер воздействовал на кристалл периодически, в течение ~ 5 с через каждые 30 с в промежутке от 2400 до 2700 с, а затем – через каждые 60 с. Засветка красным излучением при этом начиналась при $t_2 > t_1$ и продолжалась от 2400 до 4200 с. В интервале времени $t_3 > t_2$, с продолжительностью от 4200 до 5100 с, осуществлялась засветка образца только излучением с длиной волны 532 нм. Мониторинг изменений пропускания образцом излучения на этой длине волны осуществлялся с помощью фотодиода ФД24К. Исследования динамики фотоиндуцированного поглощения были проведены при фиксированных температурах в диапазоне от 23 до 53 °С. Нагрев образца проводился с помощью элемента Пельтье. Временные зависимости экспериментально наблюдаемых изменений в показателе поглощения кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ представлены на рис. 1.

Как видно из рис. 1, воздействие непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм приводит к увеличению оптического поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$. За время 2400 с величина фотоиндуцированных изменений достигала значения $\Delta k_{\text{max1}} \sim 1 \text{ см}^{-1}$ при температуре $T_1 = 23$ °С. Временная зависимость наведенных изменений в поглощении в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ характеризуется участками быстрого и медленного роста и удовлетворительно описывается суммой двух экспонент с постоянными времени $\tau_1 = 70$ с и $\tau_2 = 1250$ с.

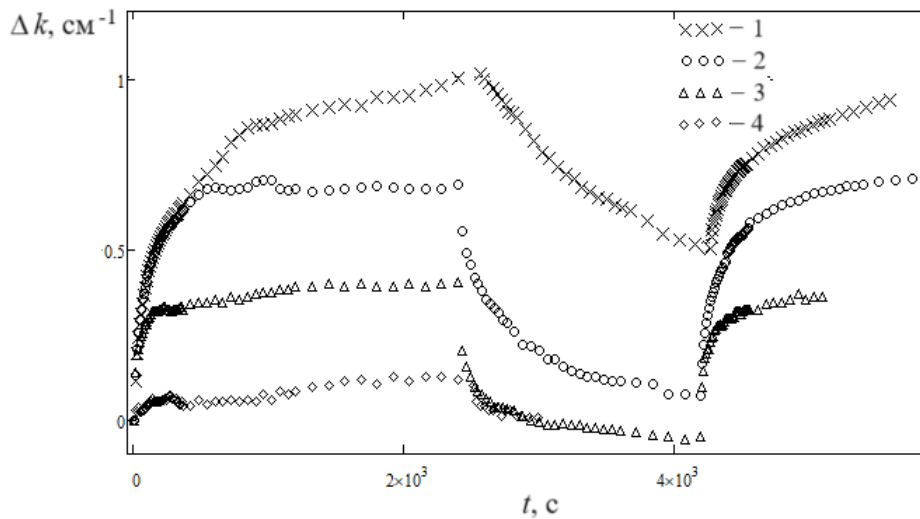


Рис. 1. Динамика изменения показателя поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ на длине волны 532 нм при температуре: 1 – 23, 2 – 40, 3 – 45, 4 – 53 °С

Как видно из рис. 1, увеличение температуры приводит к уменьшению фотоиндуцированных изменений в оптическом поглощении. Так, за время 2400 с при температуре $T_2 = 40$ °С величина фотоиндуцированных изменений составила $\Delta k_{\max 2} \sim 0,69$ см^{-1} , при $T_3 = 45$ °С она уменьшилась до $\Delta k_{\max 3} \sim 0,40$ см^{-1} , а для $T_4 = 53$ °С – до $\Delta k_{\max 4} \sim 0,12$ см^{-1} . Во всех этих случаях временная зависимость наведенных изменений также описывается суммой двух экспонент с постоянными времени $\tau_1 = 70$ с и $\tau_2 = 1250$ с. Следует отметить, что вклад экспоненциального члена с постоянной времени и $\tau_2 = 1250$ с уменьшается с ростом температуры.

При воздействии светом с длиной волны 650 нм в течение промежутка времени от 2400 до 4200 с происходило просветление кристалла. Достижимые под действием излучения из красной области спектра значения Δk_{\min} уменьшаются со значения 0,051 см^{-1} до 0,006 см^{-1} при изменении температуры от 23 до 53 °С. Скорость просветления увеличивалась с ростом температуры. Последующее включение излучения с длиной 532 нм снова приводило к затемнению кристалла.

Таким образом, получено, что засветка кристалла $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Zn,P}$ излучением с длиной волны 532 нм приводит к увеличению оптического поглощения, в то время как его экспозиция светом с длиной волны 650 нм приводит к его просветлению. Величина наведенных фотоиндуцированных изменений уменьшается с ростом температуры.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-012 на 2023 – 2025 гг.

Список литературы

1. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 160 с., 1990.
2. Кистенева М.Г., Худякова Е.С., Шандаров С.М., Акрестина А.С., Дю В.Г., Каргин Ю.Ф. Спектральные зависимости примесного поглощения в кристаллах силленитов // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, №7. С. 685-690.
3. Marinova V., Ken Y.Hsu., et.al. Ruthenium and Rhodium doped sillenite crystals: holographic properties and applications at near-infrared spectral range // Proc. of SPIE. 2013. Vol. 8776 877605-1 doi: 10.1117/12.2017292

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С РЕГУЛЯРНЫМИ МАССИВАМИ МАГНИТНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

И. А. Колмычек^{1*}, В. Б. Новиков¹, Е. И. Жабоев¹, А. И. Майдыковский¹, Н. С. Гусев²,
Е.В. Скороходов², Т. В. Мурзина¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

*E-mail: ikolmychek@mail.ru

²Институт физики микроструктур РАН
603950, Российская Федерация, Нижний Новгород, ГСП-105

Исследованы пленки лютеций-висмутового граната с нанесенными на них регулярными массивами металлических ферромагнитных наночастиц. Комбинацией оптических методов продемонстрирована возможность пиннинга доменной структуры граната в таких структурах.

Разработка методов позиционирования и управления доменными стенками (ДС) в ферромагнетиках является одной из ключевых задач для создания устройств хранения и обработки информации на их основе [1,2]. Это делает важными поиск и совершенствование технологий закрепления (пиннинга) ДС и развитие методов его контроля. Известно, что модуляция свойств ферромагнитных пленок может достигаться в том числе путем их облучения ионами или внесением поверхностных дефектов [3,4], а также нанесением на их поверхность регулярных массивов магнитных частиц. Последний из названных подходов перспективен ввиду возможности комбинирования различных материалов и гибкого управления функционалом составной магнитной структуры. Фиксация доменных стенок ранее наблюдалась, например, в металлических пленках с нанесенными на их поверхность дисками, поддерживающими вихревые состояния остаточной намагниченности [1,2], $(\text{CoPt})_n$ мультислойными наночастицами [5] и др. Механизм возникающего при этом эффекта пиннинга обычно связан с магнитостатическим взаимодействием поля рассеяния доменной стенки и магнитного момента мета-атома. Пиннинг ДС, как правило, исследуется методами поляризационной и магнитно-силовой микроскопии, а также с помощью микромагнитного моделирования [5-7].

Феррит-гранаты (ФГ) являются уникальными материалами магноники и фотоники, сочетающими высокую магнитную восприимчивость и прозрачность в красной и ИК областях спектра. [8]. Известно, что эпитаксиальные пленки ФГ толщиной от единиц до десятков микрометров демонстрируют полосовую доменную структуру с противоположными направлениями намагниченности в соседних доменах [8]. В связи с этим, привлекательным представляется разработка методов пиннинга границ полосовых магнитных доменов в пленках ФГ. В нашей работе исследованы эффекты пиннинга в эпитаксиальных пленках ФГ с нанесенными на их поверхность регулярными массивами металлических магнитных наночастиц.

Исследованы эпитаксиальные пленки $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 10 мкм, выращенные на подложке галлий-гадолиниевого граната. На их поверхности методами магнетронного напыления и электронной литографии были изготовлены два прямоугольных массива бислойных наночастиц $\text{Co}(20\text{ нм})\text{Au}(10\text{ нм})$. Их форма выбрана близкой к прямоугольному треугольнику со сторонами 0.4 мкм и 1 мкм, период вдоль короткого катета составлял $d_1 = 1.6$ мкм или 0.8 мкм, а вдоль длинного – $d_2 = 2.2$ мкм (рис. 1а).

Картирование доменной структуры образцов было проведено методом поляризационной микроскопии после приложения и последующего выключения насыщающего магнитного поля, приложенного вдоль одного из ребер поверхностной решетки частиц. Полученные экспериментальные данные показывают, что в исходном ФГ период доменной структуры в отсутствие внешнего магнитного поля составляет $D = 4.7$ мкм (рис. 1б, правая область карты), а в пленке с массивом наночастиц с $d_1 = 0.8$ мкм, он уменьшается до $D = 4.4$ мкм, что соответствует удвоенному расстоянию d_2 между мета-

атомами; при этом ДС расположены строго вдоль рядов частиц (рис. 1б, левая область карты). Обнаружено, что во втором образце с более «разреженным» массивом частиц пиннинг границ полосовых доменов наблюдается лишь частично.

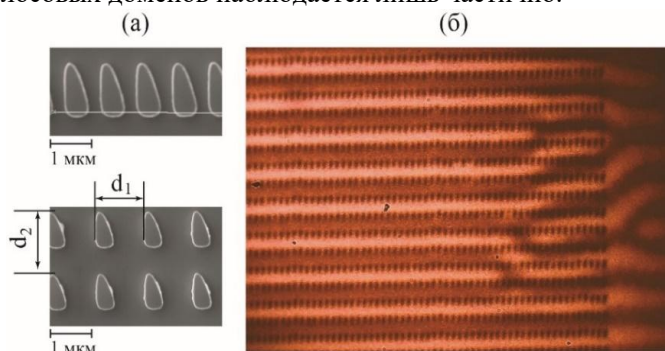


Рис.1.(а) Изображения исследуемых структур в сканирующем электронном микроскопе, (б) карта полосовых доменов в структуре с $d_1=0.8$ мкм, полученная методом поляризационной микроскопии.

Были также исследованы эффекты дифракции проходящего через структуры лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 635$ нм на доменах пленки ФГ. Анализ дифрактограмм показал, что период доменной структуры остаточной намагниченности в пленке ФГ с нанесенным массивом наночастиц ($d_1 = 0.8$ мкм) составляет около $D = 4.4$ мкм, что подтверждает данные поляризационной микроскопии. В случае $\lambda = 635$ нм мощность дифрагировавшего излучения составляет 5-6% от мощности прошедшего через структуру света. Обнаружено, что эффект пиннинга ДС в изучаемых структурах проявляется в гистерезисах магнитооптического отклика. Для этого были измерены зависимости угла поворота плоскости поляризации от приложенного магнитного поля в геометрии «на отражение» для лазерного излучения с $\lambda = 800$ нм. Полученные данные демонстрируют особенности в области перемагничивания, связанные с пиннингом ДС.

Таким образом, методами магнитооптики, дифрактометрии и поляризационной микроскопии выявлен эффект пиннинга доменных стенок в пленках феррит-граната массивами металлических магнитных наночастиц, нанесенных на его поверхность.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-72-20103-П).

Список литературы

1. A.C.H. Hurst, J.A. Izaac, F. Altaf, et.al. Reconfigurable magnetic domain wall pinning using vortex-generated magnetic fields // *Appl. Phys.Lett.*, vol. 110, p. 182404, 2017.
2. R.L. Novak, L.C. Sampaio. Magnetic vortices as localized mesoscopic domain wall pinning sites // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 50, p. 265003, 2017.
3. D. McGrouther, J.N.Chapman, Nanopatterning of a thin ferromagnetic CoFe film by focused-ion-beam irradiation // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 87, p. 022507, 2005.
4. S. Ruiz-Gomez, A. Mandziak, L. Martin-Garcia, et.al. Magnetic domain wall pinning in cobalt ferrite microstructures // *Appl. Surf. Science*, vol. 600, p. 154045, 2022.
5. P. Metaxas, P.-J. Zermatten, R. Novak, et.al. Spatially periodic domain wall pinning potentials: Asymmetric pinning and dipolar biasing // *J. Appl. Phys.*, vol. 113, p. 073906, 2013.
6. J. Mccord. Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy // *J. of Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 48, p. 333001, 2015.
7. A. Zdoroveyshchev, O. Vikhrova, P. Demina, et.al. Magneto-Optical and Micromagnetic Properties of Ferromagnet/Heavy Metal Thin Film Structures// *International J. of Nanoscience*, vol. 18, p. 1940019, 2019.
8. Е.А. Мамонов, В.Б. Новиков, А.И. Майдыковский и др. Магнитно-силовая и нелинейно-оптическая микроскопия приповерхностной доменной структуры эпитаксиальной пленки феррита-граната // *Письма в ЖЭТФ*, т. 163, стр. 41-49, 2003.

СТРУКТУРА И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОПИРОВАННОГО ДИХРОИЧНЫМ КРАСИТЕЛЕМ ХИРАЛЬНОГО НЕМАТИКА С КОНИЧЕСКИМ СЦЕПЛЕНИЕМ

Д. А. Костиков^{1*}, М. Н. Крахалев^{1,2}, А. С. Зуев^{1,2}, И. В. Тимофеев^{1,2}, В. Я. Зырянов¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

*E-mail: kostikovda@iph.krasn.ru

В представленной работе отражено влияние антрахинонового дихроичного красителя на исходную структуру нематического жидкого кристалла (НЖК) и электроиндуцированные трансформации хирального нематика (ХЖК) с тангенциально-коническими граничными условиями. Обнаружено, что в исследуемых структурах ориентация директора претерпевает изменения как в полярной, так и в азимутальной (для ХЖК) плоскостях под действием светового излучения в полосе поглощения красителя. При этом характер трансформаций зависит от поляризации, интенсивности и длины волны излучения. Продемонстрирован эффект сглаживания осциллирующей зависимости коэффициента пропускания света, прошедшего ХЖК-слой, от приложенного электрического поля, вызывающего изменение азимутальной ориентации директора на конической межфазной границе.

Жидкие кристаллы (ЖК), являясь представителями мягкой материи, обрели широкое практическое применение благодаря своему уникальному взаимодействию с внешними факторами, будь то электрическое или магнитное поле, температура, давление и прочее. Специфическая ориентационная структура и анизотропия физических свойств позволили им стать частью повседневных устройств, в числе которых ЖК-экраны, умные стекла, другие оптические материалы и устройства. При этом в последнее время интерес к ЖК проявляется также при разработке устройств фотоники, например для использования в настройке запрещенной зоны в микрорезонаторах [1].

Ориентационная структура директора (единичного вектора, который характеризует преимущественную ориентацию длинных осей молекул) описывается полярным и азимутальным углом. Граничные условия, задающие ориентацию директора на подложках ячейки, позволяют создавать необходимые конфигурации директора под конкретные задачи. На сегодня хорошо исследованы тангенциальные и гомеотропные граничные условия, которые характеризуются фиксированными полярным и азимутальным углами. Однако не менее интересными являются конические граничные условия, которые характеризуются фиксированным полярным углом (углом наклона) и азимутальной свободой ориентации директора. ЖК-структуры с таким сцеплением позволили реализовать независимое управление азимутом и эллиптичностью поляризации проходящего ХЖК-слой излучения [2]. Но в случае управления углом закрутки директора с помощью электрического поля, за счет осцилляций поляризационного эллипса около ориентации директора наблюдается немонотонная зависимость азимута поляризации света от приложенного напряжения [3]. Такой эффект можно компенсировать за счет добавления дихроичного красителя, светопропускание которого зависит от поляризации проходящего излучения.

В работе исследовались НЖК- и ХЖК-ячейки на основе нематика ЛН-396 с добавлением антрахинонового дихроичного красителя АВ4 (0,7% wt). Хиральный нематик получался за счет допирования чистого ЛН-396 холестерилацетатом. Образцы собирались из двух стеклянных подложек с ITO-покрытием, на одной тангенциальные граничные условия задавались натертой пленкой нейлон-6 (Masklin), на другой коническое сцепление обеспечивалось за счет тонкой пленки полиизобутилметакрилата (PiBMA) (Sigma Aldrich). Углы наклона директора на подложках измерялись методом наклонного падения света [4]. Азимут поляризации определялся по среднему светопропусканию в геометрии параллельных поляризаторов [2]. В хиральных структурах, помимо граничных условий, немаловажным ориентационным параметром является отно-

шение толщины ЖК-слоя d к шагу спирали хиральной закрученной структуры p . В представленной работе исследовались ХЖК ячейки с $d/p = 0,6$.

Для нематической структуры удалось установить, что добавление антрахинонового дихроичного красителя увеличивает угол наклона директора на подложке с коническим сцеплением. Так, для исследуемого жидкого кристалла на пленке РiВМА угол наклона директора равен $\theta = 63,5^\circ$. Воздействие светового излучения на НЖК, допированный антрахиноновым дихроичным красителем АВ4, вызывает уменьшение угла наклона директора при коническом сцеплении, при этом динамика этого процессора зависит от интенсивности, длины волны и поляризации излучения. Свет, линейно поляризованный параллельно директору, вызывает большее изменение угла наклона директора в сравнении со случаем, когда поляризация света ортогональна директору. Это, по всей видимости, связано с более интенсивным поглощением красителем параллельной компоненты излучения (рис. 1a,b). По такой же причине облучение на длине волны $\lambda = 650$ нм больше отклоняет директор от исходного положения, чем облучение светом с $\lambda = 550$ нм, ввиду того, что пик поглощения исследуемого красителя лежит в районе 640 нм (рис. 1c,d). Изменение угла наклона директора имеет достаточно стабильный характер и сохраняется на протяжении нескольких дней.

В случае ХЖК дихроичный краситель использовался для компенсации эффекта осцилляций азимута поляризации света при электроиндуцированном повороте директора на конической межфазной границе. Установлено, что в полосе поглощения красителя зависимость светопропускания T от величины прикладываемого напряжения U не имеет осцилляций, в отличие от поведения $T(U)$ вне полосы поглощения, где наблюдаются ярко выраженные осцилляции (рис. 1e). Это можно объяснить более монотонным характером изменения азимута поляризации и эллиптичности прошедшего света в зависимости от угла закрутки структуры. Использование различных дихроичных красителей или их смеси (черный краситель) может позволить настроить монотонное изменение азимута поляризации света от электрического поля для различных спектральных диапазонов, в том числе для всего видимого света.

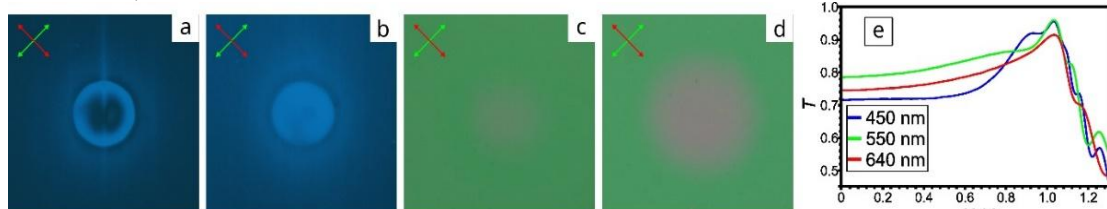


Рис. 1. Изображения области НЖК-слоя при облучении линейно поляризованным параллельно (a) и ортогонально (b) директору излучением с длиной волны 650 нм. Фотографии области НЖК слоя при облучении неполяризованным излучением с длиной волны 550 нм (c) и 650 нм (d). Изображения (a)-(d) сняты в геометрии скрещенных поляризаторов, (a)-(b) сняты с использованием светофильтра с длиной волны 450 нм. Зависимость светопропускания T от величины прикладываемого напряжения U для разных длин волн излучения, прошедшего ХЖК слой, допированный антрахиноновым красителем АВ4 (e)

Список литературы

1. P.S. Pankin, V.S. Sutormin, V.A. Gunyakov, et.al. Experimental implementation of tunable hybrid Tamm-microcavity modes // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 119, pp. 161107, 2021.
2. A.S. Abdullaev, D.A. Kostikov, M.N. Krakhalev, V.Y. Zyryanov. Complete light polarization control using a chiral-nematic cell with tangential-conical boundary conditions // *Optical Materials.*, vol. 146, pp. 114521, 2023.
3. V.S. Sutormin, M.N. Krakhalev, I.V. Timofeev, et.al. Cholesteric layers with tangential-conical surface anchoring for an electrically controlled polarization rotator // *Optical Materials Express.*, vol. 11 (5), pp. 1527–1536, 2021.
4. D.A. Kostikov, M.N. Krakhalev, O.O. Prishchepa, V.Y. Zyryanov. Nematic structures under conical anchoring at various director tilt angles specified by polymethacrylate compositions // *Polymers.*, vol. 13 (17), pp. 2993, 2021.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ОДИНОЧНЫХ F_2 ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ LiF, ЗАВИСИМОСТЬ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ON- ИНТЕРВАЛОВ ОТ ОРИЕНТАЦИИ ЦЕНТРА

Кривошеев Н. Д.¹, Зилов С.А.¹

Иркутский филиал института лазерной физики СО РАН
Иркутск, ул. Лермонтова, 130/1
Email: krivosheeff_nikita@mail.ru

F_2 -центры представляют собой квантовые системы с триплетным уровнем, и для описания их динамики используется математический аппарат, аналогичный модели флуоресценции одиночных молекул с триплетным уровнем. Когда F_2 -центр подвергается воздействию возбуждающего излучения, он начинает испускать фотоны с периодическими временными промежутками, в которых нет излучения. Динамика одиночного F_2 центра достаточно сложна для описания, поэтому требуется дополнить существующий математический аппарат.

Экспериментально, методом конфокальной лазерной флуоресцентной микроскопии, было обнаружено (впервые) явление переориентации одиночных центров окраски F_2 центра в кристалле LiF при комнатной температуре [1]. F_2 -центры представляют собой квантовые системы с триплетным уровнем, и для описания их динамики используется математический аппарат, аналогичный модели флуоресценции одиночных молекул с триплетным уровнем [2]. Однако, в стандартную модель было добавлено дополнительное уравнение описывающую переориентацию центра. Теоретически, были вычислены отношения интенсивностей флуоресценции одиночного центра при его различных ориентациях. Вычисленные отношения интенсивностей находятся в хорошем согласии с измеренными интенсивностями на квантовых траекториях одиночных F_2 центров. Когда F_2 -центр подвергается воздействию возбуждающего излучения, он начинает испускать фотоны с периодическими временными промежутками, в которых нет излучения. Эти временные промежутки можно разделить на "on-интервалы" (период в синглетном состоянии) и "off-интервалы" (период в триплетном состоянии). Средние времена on- и off-интервалов, так же как и интенсивности on интервалов, характеризуют динамику триплетного центра.

На рис. 1 мы видим чередование on- и off- интервалов, характерные для одиночного F_2 центра. Кроме того, мы наблюдаем скачки интенсивности люминесценции. В экспериментах с ориентацией образца "0°" отношение интенсивностей составляло 1:1 или 1:2, а с ориентацией образца "45°" - 1:1 или 1:8. Это поведение квантовых траекторий можно объяснить, предположив, что в триплетном («темном») состоянии центр переориентируется.

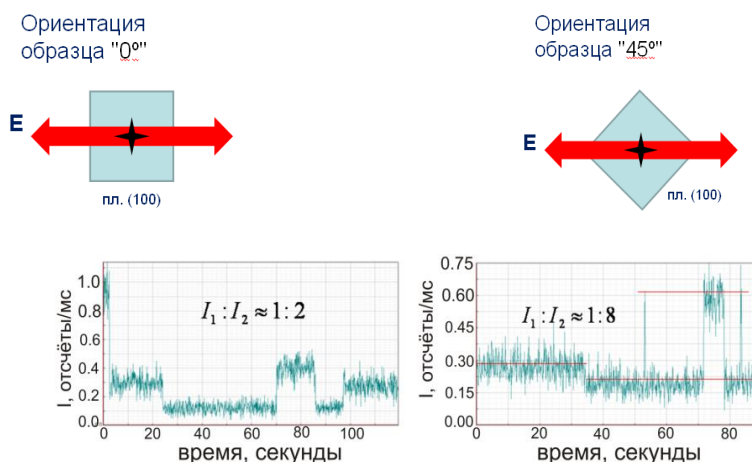


Рис.1. Зависимость люминесценции одиночного F_2 центра от времени при поляризации возбуждающего света вдоль ребра куба (слева) и вдоль боковой диагонали куба (справа)

Предложенная ранее математическая модель F_2 -центра оказалась недостаточной для полного понимания динамики центра и может рассматриваться как первое приближение. Новая модель учитывает, что переход в триплетное состояние происходит из возбужденного синглетного состояния, и вероятность этого перехода пропорциональна вероятности поглощения возбуждающего света. Это приводит к различным вероятностям поглощения для разных ориентаций центра, что в свою очередь влияет на времена жизни центра в состояниях оп. Например, для ориентации 0° длительность оп-интервала имеет одно значение, в то время как для ориентации 45° характерны два интервала оп(1) и оп(2), причем длительность оп(2) интервала в 4 раза меньше, чем длительность оп(1). Отношение интенсивностей оп(1) : оп(2) составляет 1:8. Новая математическая модель была использована для создания программы на языке Python, которая моделирует динамику центра окраски. Результаты моделирования для ориентации 45° представлены на рис. 2.

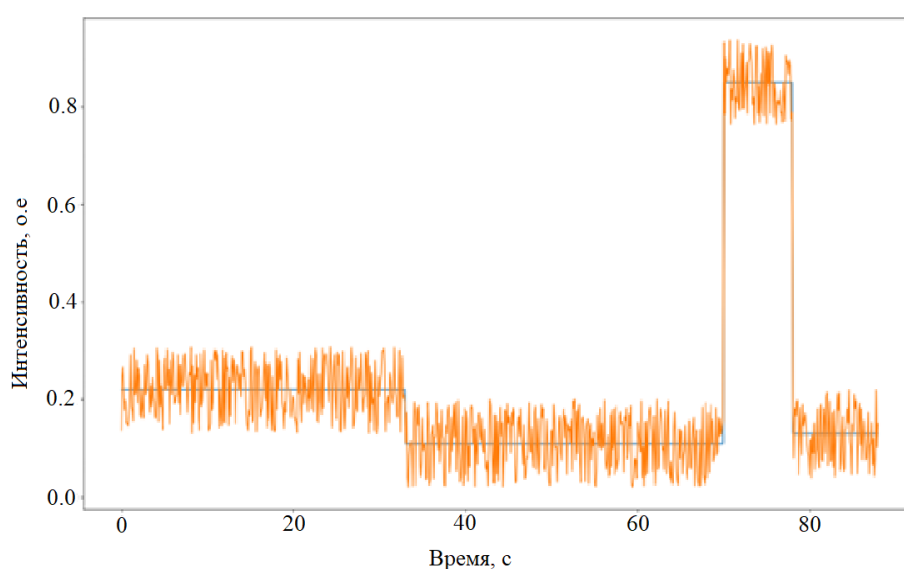


Рис. 2. Пример моделирования динамики одиночного F_2 центра. Ориентация образца 45°

Моделирование квантовых траекторий с использованием новых уравнений находится в хорошем согласии с экспериментом.

Список литературы

1. Boichenko, S.V. Study of the fluorescence blinking behavior of single F_2 color centers in LiF crystal / S.V. Boichenko, K. Koenig, S.A. Zilov, V.P. Dresvyanskiy, A.P. Voitovich, E.F. Martynovich et. al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – Vol. 552. – No. 1. – P. 012048.
2. И.С.Осадько // Флуктуирующая флуоресценция одиночных молекул и полупроводниковых нанокристаллов // УФН, 2006, Т.176, №1, с.23-57.
3. Дресвянский В. П., Бойченко С. В., Зилов С. А. и др. Квантовые траектории фотолюминесценции F_2 центров в кристалле LiF . *Известия РАН. Серия физическая*, 2016, том 80, № 1, с. 98-101

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКОМ КАРКАСНОМ СОЕДИНЕНИИ DUT-4

А. С. Крылов^{1*}, С.Н. Крылова¹, А.Н. Втюрин¹, И.Д. Юшина², С.А. Шипиловских³,
В.А.Миличко³.

¹Институт физики им. Л.В.Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50/38
*E-mail: shusy@iph.krasn.ru

²Южно-Уральский государственный университет
454080, Российская Федерация, Челябинск, пр. Ленина 76

³Университет ИТМО
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр. д. 49 лит А.

Представлены результаты исследования структурного переключения между фазами в MOF DUT-4. Рассмотрены возможные практические приложения.

Переключаемые металлоорганические каркасные структуры (MOF) или мягкие пористые кристаллы являются уникальными материалами, которые могут преобразовывать свою кристаллическую структуру из плотного непористого в высокопористое открытое состояние и обратно в ответ на различные внешние воздействия. Это бистабильные или мультистабильные кристаллические материалы с дальним структурным упорядочением, обратимой транспортируемостью между кристаллическими фазами и постоянной пористостью [1]. В текущем контексте, пористость означает, что по крайней мере одна кристаллическая фаза обладает пространством, которое может быть занято гостевыми молекулами, и каркас демонстрирует воспроизводимую адсорбцию гостевых молекул. MOF имеют высокий потенциал для практических приложений. Возможно их применение как перспективных адсорбентов для хранения газа, материалов для разделения газов и сенсорных технологий.

Представлены результаты исследований металлоорганических каркасных соединений DUT-4 *in situ* с помощью конфокальной КР и ИК-Фурье спектроскопии и PXRD. В условиях повседневной окружающей среды выявлен фазовый переход первого порядка между исходной упорядоченной и искаженной фазами. Пороговое поведение перехода, а также влияние времени экспозиции и влажности были подтверждены экспериментально. Синхронный термический анализ и спектроскопия комбинационного рассеяния света доказывают, что переход обратим и исходное состояние может быть восстановлено путем выдерживания в вакууме. Время хранения в вакууме зависит от уровня вакуума. Структура искаженной фазы (по данным PXRD) была сравнена с MIL-69, что ставит вопрос о возможности превращения DUT-4 в MIL-69 под действием влаги. Согласно данным спектроскопии комбинационного рассеяния, химическая структура стабильна во время перехода, так как спектры до и после перехода одинаковы. Были также проанализированы оптические и электрические свойства при фазовом переходе, подтверждающие высокий потенциал использования DUT-4 в качестве нового фазового материала для сенсорных и оптоэлектронных приложений. [2]

Список литературы

1. A. Schneeman, V Bon, I Schwedler, I Senkovska, S Kaskel, RA Fischer Flexible metal-organic frameworks // Chem. Soc. Rev., vol. 43, pp. 6062, 2014.

2. Krylov A.S., Shipilovskikh S.A., Krylova S.N., Slyusarenko N.V., Timofeeva M., Kenzhebayeva Yu.A., Bachinin S.V., Yushina I.D., Cherepakhin A.V., Shestakov N.P., Nemtsev N.V., Vtyurin A.N., Milichko V.A. Application of DUT-4 MOF structure switching for optical and electrical humidity sensing // Dalton transaction, vol. 53, pp. 3459-3464, 2024.

ЭЛЕКТРОННЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{Li}_2\text{K}_4\text{TiOGe}_4\text{O}_{12}$: РАСЧЕТ ПРИ ПОМОЩИ ТЕОРИИ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

С. Н. Крылова*

ИФ СО РАН, Красноярск, 660036, Академгородок, 50/38,

*E-mail: slanky@iph.krasn.ru

В данной работе представлены теоретические исследования электронных и оптических свойств кристалла $\text{Li}_2\text{K}_4\text{TiOGe}_4\text{O}_{12}$. Расчеты из первых принципов были применены для улучшения понимания свойств кристалла в зависимости от его структуры. Было показано, что тетрагональная структура кристалла устойчива. Кристалл является широкозонным полупроводником.

Кристалл $\text{Li}_2\text{K}_4\text{TiOGe}_4\text{O}_{12}$ имеет широкий диапазон прозрачности от 0,28 до 5,8 мкм, высокий порог лазерного разрушения 910 МВт/см² (1064 нм, 6 нс, 15 Гц) и умеренный отклик генерации второй гармоники (ГВГ), $\sim 2 \times \text{KDP}$ при 1064 нм [1]. Кроме того, это соединение также демонстрирует небольшое анизотропное тепловое расширение. Физические свойства кристалла свидетельствуют о том, что $\text{Li}_2\text{K}_4\text{TiOGe}_4\text{O}_{12}$ является стабильным нелинейно-оптическим материалом в среднем ИК-диапазоне. $\text{Li}_2\text{K}_4\text{TiOGe}_4\text{O}_{12}$ кристаллизуется в нецентросимметричной и полярной тетрагональной пространственной группе $P4nc$ (№ 104) [1].

Целью данной работы было теоретическое исследование оптических и электронных свойств этого нового интересного материала с целью установления связи между физическими свойствами и структурой этого соединения.

Теоретическое моделирование выполнялось в рамках базиса плоских волн, основанного на теории функционала плотности в программном пакете CASTEP [2]. При вычислениях оптимизированной геометрии и физических свойств кристалла был использован функционал PBEsol (GGA) [3, 4]. Этот функционал включает зависимость энергии от электронной плотности и ее градиента.

В результате работы были рассчитаны дисперсионные кривые в первой зоне Бриллюэна. Было показано, что тетрагональная структура кристалла стабильна. Была также изучена электронная структура кристалла. В частности, была построена электронная структура в первой зоне Бриллюэна (зона валентности, зона проводимости), плотность электронных состояний. Смоделированы основные оптические свойства (диэлектрическая функция, функция потерь, проводимость, отражательная способность, функция поглощения).

Список литературы

1. J Xu, H Wu, H Yu, W Zhang, et. al. $\text{Li}_2\text{K}_4\text{TiOGe}_4\text{O}_{12}$: A stable mid-infrared nonlinear optical material // Chemistry of Materials, vol. 32(2), pp. 906–912, 2019.
2. S.J. Clark, M.D. Segall, C.J. Pickard, et. al. First principles methods using CASTEP. // Z. Kristallogr. -Crystalline Materials, vol. 220, pp. 567–570, 2005.
3. J.P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof. Generalized gradient approximation made simple // Phys. Rev. Lett. vpl. 77, p. 3865, 1996.
4. J. P. Perdew, A. Ruzsinszky, G. I. Csonka, et. al. Restoring the density-gradient expansion for exchange in solids and surfaces. // Physical review letters, vol. 100(13), p. 136406, 2008

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ ОКСИДНЫХ КЕРАМИК СОСТАВА $YAG:Ce^{3+}/YSZ:Eu^{3+}$ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А. Е. Кульчманов*, Д. Т. Валиев, С. А. Степанов

*Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, проспект Ленина, д. 30
E-mail: aek44@tpu.ru

Поверхность люминесцентной функционально-градиентной керамики на основе оксидной системы YAG/YSZ , легированной ионами-активаторами церия и европия, облучалась импульсно-периодическим лазерным излучением. Установлено, что путем изменения параметров частоты следования и длительности лазерного излучения, возможно получение микроструктуры без катастрофического разрушения материала. Установлено изменение люминесцентных свойств образцов многослойной керамики, обработанных лазерным излучением.

Введение. Люминесцентные оксидные керамики, в частности их вариации, легированные ионами редкоземельных металлов, являются перспективными материалами для преобразования излучения полупроводниковых источников света. Поэтому улучшение их люминесцентных и оптических свойств является важным направлением в оптическом материаловедении. Одним из путей улучшения характеристик данных материалов может быть модификация поверхности. На данный момент исследователям [1] удалось показать, что механическая обработка поверхности люминесцентных керамик может привести к повышению эффективности преобразования излучения люминофором. Но данный способ имеет некоторые недостатки, например: нетехнологичность, недостаточная повторяемость результата.

Другой путь – воздействие на поверхность материала лазерным излучением. Данный способ отличается большим контролем (путем изменения параметров излучения), а, вследствие, и более предсказуемым результатом. При обработке поверхности лазерным излучением необходимо учитывать изменение не только механических параметров, но и фазового состава поверхностного слоя, возникающего вследствие химических превращений, происходящих при нагреве. Эти изменения были исследованы в работе [3], в которой авторы, путем лазерного сверления образцов $YAG:Ce^{3+}$: выполнили ряд отверстий, при этом рентгенофазовый анализ зоны, подвергшейся тепловому воздействию лазерного луча, показал присутствие в составе соединений $Y_4Al_2O_9$, $YAlO_3$ и Al_2O_3 . Таким образом основной задачей исследования возможности лазерной модификации является поиск оптимальных режимов обработки.

Экспериментальная часть. Объектом исследования является многослойная оксидная керамика на основе иттрий-алюминиевого граната и иттрий-стабилизированного диоксида циркония, легированная ионами редкоземельных элементов ($YSZ:Eu/YAG:Ce$). Образцы были получены методом электроимпульсного плазменного спекания (ЭИПС) на установке SPS-515S (SPS Syntex Inc., Япония) [4].

Для обработки поверхностных слоев оксидной керамики был использован лазерный комплекс для гравировки металлов «Мини Маркер 2» (г. Санкт-Петербург). Основной установки является иттербиевый импульсный волоконный лазер. Максимальная плотность мощности – $1,8 \cdot 10^8$ Вт/см². Интегральную спектральную эффективность излучения измеряли с использованием интегрирующей сферы и спектрометра AvaSpec-ULS3648. Микрофотографии поверхностей обработанных лазерным излучением образцов керамики были получены с помощью оптического микроскопа при измерении методом на отражение при возбуждении синим лазером с длиной волны 447 нм.

Результаты. Увеличение длительности импульсов лазерного излучения при обработке влияет на форму треков прохождения луча – границы треков при импульсе 100 нс неровные, ширина трека неоднородна, также визуально наблюдается потемне-

ние YSZ-слоя (рис. 1). В измеренных спектрах (рис. 2) люминесценции при возбуждении излучением 395 нм и 447 нм отмечается уменьшение интенсивности фотOLUMИнесценции при повышении частоты с 20 кГц до 90 кГц, причем как для YAG-слоя (зеленая и черная кривые), так и YSZ-слоя (синяя и красная кривые).

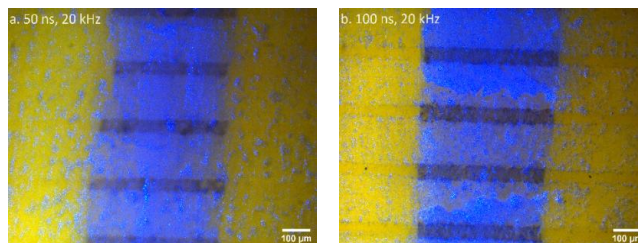


Рис. 1. Фотографии обработанных поверхностей ФГК, лазерным излучением с частотой следования импульсов 20 кГц: *a* – длительность импульса 50 нс, *b* – длительность импульса 100 нс.

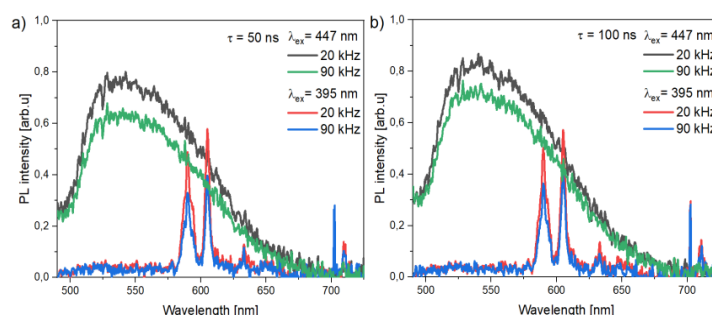


Рис. 2. Спектры фотOLUMИнесценции ФГК с поверхностью, обработанной лазерным излучением с частотой следования импульсов 20 и 90 кГц: *a* – 50 нс, *b* – 100 нс.

В результате работы была произведена лазерная обработка импульсно-периодическим излучением наносекундной длительности поверхности функциональной градиентной керамики на основе YSZ:Eu/YAG. Показано влияние режимов обработки на люминесцентные свойства и возможность обработки поверхности ФГК на основе YSZ:Eu/YAG.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Отделения Материаловедения ИШНПТ ТПУ – доценту, к.ф.-м.н. И. Ю. Зыкову и инженеру В. Д. Пайгину за помощь в проведении экспериментов и плодотворную дискуссию. В работе применялось оборудование ЦКП НОИЦ НМНТ ТПУ, поддержанного проектом Минобрнауки России № 075-15-2021-710.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, проект № 21-73-10100.

Список литературы

1. A. Wagner, B. Ratzker, S. Kalabukhov, N. Frage, Enhanced external luminescence quantum efficiency of ceramic phosphors by surface roughening, *Journal of Luminescence*.
2. Nien, Yung-Tang & Ma, Chia-Wei & Chen, In-Gann. (2014). Effect of Laser Drilling on the Microstructure and Luminescence of YAG:Ce,Si Phosphor Ceramics. *International Journal of Applied Ceramic Technology*.
3. D. Valiev, V. Paygin, E. Dvilis, O. Khasanov, D. Deulina, I. Shevchenko, S. Stepanov, Tunable yellow and orange emission of Ce, Eu doped multilayered YSZ/YAG ceramics, *Ceramics International*.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК ИЗ ЭТИЛЕНДИАМИНА И ЛИМОННОЙ КИСЛОТЫ В РАЗЛИЧНЫХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

К. А. Лаптинский*, А. А. Корепанова, Т. А. Доленко

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

*E-mail: laptinskiy@physics.msu.ru

В работе представлены результаты исследования влияния различных растворителей на оптические свойства углеродных точек, полученных гидротермальным методом синтеза из лимонной кислоты и этилендиамина. Продемонстрировано существенное влияние кислотности растворителя на оптические свойства углеродных точек. При этом характер и сила влияния кислотности растворителя определяются степенью N-легирувания синтезированных углеродных точек. На основе анализа полученных результатов сформулирована гипотеза об образовании двух типов различных флуорофоров в процессе гидротермального синтеза углеродных точек из лимонной кислоты и этилендиамина.

Активное развитие современных наукоемких отраслей промышленности все ближе подходит к исчерпанию имеющегося запаса в виде хорошо изученных и зарекомендовавших себя с лучшей стороны материалов, что приводит к необходимости поиска новых материалов. Сочетание таких свойств как интенсивная фотолюминесценция, малая токсичность, биосовместимость, возможность целенаправленной модификации поверхности и др. обуславливает широкие перспективы применения углеродных точек (УТ) в различных областях, таких как наносенсорика, биовизуализация, фотоника, оптоэлектроника и др. Несмотря на то, что уже продемонстрировано успешное применение УТ в качестве сенсоров различных ионов, биомолекул, pH и др., на сегодняшний день природа люминесценции УТ остается дискуссионным вопросом. Очевидно, что незнание механизмов люминесценции УТ является существенной преградой для эффективного использования УТ в различных сферах. Настоящая работа посвящена исследованию оптических свойств УТ в различных растворителях для выяснения механизмов формирования фотолюминесценции (ФЛ) УТ.

В качестве объектов исследования использовались УТ, синтезированные гидротермальным методом из лимонной кислоты (ЛК, прекурсор атомов углерода) и этилендиамина (ЭДА, прекурсор атомов азота). В работе исследовались УТ с разной степенью легирувания атомами азота, для чего в исходной смеси прекурсоров варьировалось отношение этилендиамина к лимонной кислоте в диапазоне от 0.1:1 до 20:1 при постоянных значениях времени (3 часа) и температуры (180 °С) гидротермальной реакции. Для изучения влияния различных растворителей на фотолюминесценцию УТ были выбраны различные протонные (вода, метанол, бензиловый спирт, этанол, изопропанол) и апротонные растворители (диметилсульфоксид (ДМСО), этилацетат, ацетон). Выбор растворителей обусловлен тем, что они характеризуются различными параметрами кислотности SA по шкале Каталана, и их использование позволяет выявить основные тенденции изменения оптических свойств УТ в различных растворителях. Были получены спектры оптической плотности и карты возбуждения/испускания фотолюминесценции для каждого из указанных типов УТ в каждом из указанных растворителей. Для количественной оценки влияния параметров среды на оптические свойства УТ были определены ширины на полувисоте спектров ФЛ УТ и рассчитаны значения квантовых выходов люминесценции (КВЛ) методом эталонного красителя (Рис. 1).

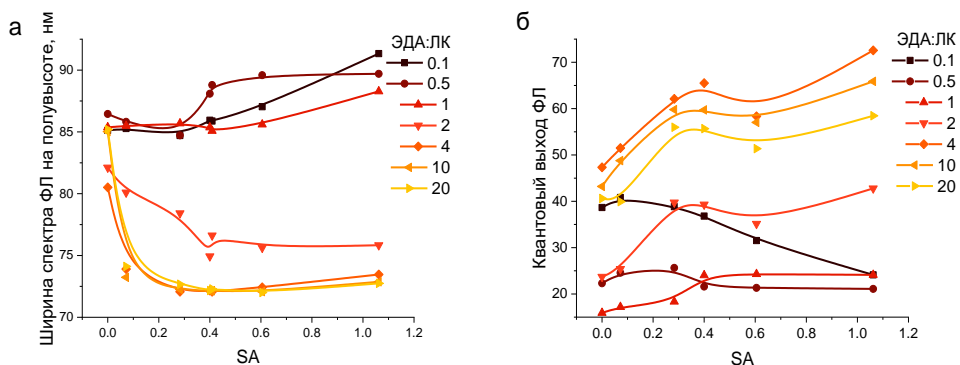


Рис. 1. Влияние кислотности среды на ширину спектра ФЛ УТ (слева) и на значение квантового выхода люминесценции УТ (справа).

Из Рис. 1а видно, что значения ширины спектра ФЛ на полувысоте всех образцов близки между собой при взаимодействии УТ с мало-кислотными растворителями. При увеличении кислотности происходит уширение спектров ФЛ УТ с низким содержанием азота и высоким содержанием углерода (ЭДА:ЛК = 0.1; 0.5; 1) и сужение спектров ФЛ образцов с избытком атомов азота (ЭДА:ЛК = 2; 4; 10; 20). Такие изменения спектральных характеристик можно объяснить особенностями образования водородных связей в растворах. Водородные связи между УТ и молекулами растворителя могут образовываться в двух случаях: 1) при взаимодействии основного растворителя и флуорофоров УТ, являющихся донорами водородных связей (центрами кислотности), 2) при взаимодействии кислотного растворителя с флуорофорами, являющимися акцепторами водородных связей (центрами основности). Кислотность молекулярного соединения определяет его способность отдавать заряд, в том числе быть донором для образования водородных связей. Уширение с ростом кислотности растворителя спектров ФЛ УТ с малым N-легированием может являться следствием того, что УТ образуют больше водородных связей с более кислотными растворителями. Следовательно, можно предположить, что флуорофоры УТ с малым содержанием азота при взаимодействии с растворителями являются центрами основности. В аналогичной ситуации, флуорофоры в большей степени азот-легированных УТ являются центрами кислотности. То есть, молекулярные флуорофоры УТ с большой концентрацией азота более склонны быть донорами водородных связей, в то время как флуорофоры УТ с малой концентрацией азота – акцепторами водородных связей. Из зависимости квантового выхода люминесценции от кислотности видно, что КВЛ УТ с малым N-легированием уменьшается с ростом кислотности растворителя, а КВЛ УТ с большим содержанием азота – увеличивается (Рис.1б). Такое поведение КВЛ с ростом кислотности растворителя можно объяснить тушением ФЛ УТ с малым азот-легированием водородными связями и усилением ФЛ УТ с большим азот-легированием в результате ослабления водородных связей.

Таким образом, в работе исследовано влияние различных растворителей на оптические свойства УТ, различающихся степенью легирования атомами азота. Показано, что кислотность среды в значительной степени влияет на фотолюминесценцию всех УТ. Причем, это влияние существенно зависит от степени легирования УТ атомами азота. На основе анализа полученных результатов сформулирована гипотеза об образовании двух типов различных по своим свойствам флуорофоров в процессе гидротермального синтеза УТ из лимонной кислоты и этилендиамина.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-12-00138, <https://rscf.ru/project/22-12-00138/>

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОИНДУЦИРОВАННЫХ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В ХОЛЕСТЕРИКЕ ПРИ ТАНГЕНЦИАЛЬНО-КОНИЧЕСКИХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ НА СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА

М.А. Лесной^{1*}, М.Н. Крахалев^{1,2}, В.Я. Зырянов¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН 660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38

*E-mail: maxim.lesnoy@iph.krasn.ru

²Институт Инженерной Физики и Радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет

660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

Рассмотрены структуры холестерика при тангенциально-конических граничных условиях. Исследование образца с $d/p = 8,4$ показало наличие областей с круговыми доменами, где азимутальная ориентация директора образует спираль, раскручивающуюся от центра круга к периметру. Были получены спектральные зависимости изменения интенсивности селективного отражения света от подложки с тангенциальными граничными условиями, а также со стороны конического сцепления. Установлено, что при высоких напряжениях селективное отражение света отсутствует, но после резкого выключения напряжения вновь появляется.

Структура холестерических жидких кристаллов (ХЖК) определяется граничными условиями, материальными характеристиками ХЖК и соотношением толщины слоя d к шагу спирали p . На сегодняшний день структуры ХЖК, образующиеся при гибридных тангенциально-конических граничных условиях довольно слабо изучены. В случае тангенциального сцепления на подложке полярный угол директора $\theta_0 \approx 0^\circ$, и азимутальная ориентация директора является однородной. В случае конических граничных условий угол наклона директора находится в пределах $0^\circ < \theta_0 < 90^\circ$ и его азимутальная ориентация вырождена. При этом ориентация директора на межфазной границе имеет возможность подстроиться под геликоидальное упорядочение холестерика, формируя конфигурации, в которых азимутальная ориентация директора изменяется периодически с формированием линейных поверхностных дефектов [1]. Такая структура чувствительна к шагу спирали, что позволяет, в частности, электрическим полем задавать ее ориентацию [2,3]. Нами исследованы структуры холестерика, формирующиеся при тангенциально-коническом сцеплении и рассмотрено воздействие электрического поля на структуру ХЖК и селективное отражение света.

Для проведения измерений были изготовлены ячейки типа «сэндвич», состоящие из двух стеклянных подложек, каждая из которых была покрыта полимерной пленкой, с промежуточным слоем ХЖК между ними. Нижняя подложка покрывалась слоем поливинилового спирта (ПВС), а верхняя – полиизобутилметакрилатом (ПиБМА). В качестве исследуемого ХЖК использовалась смесь жидкого кристалла ЛН-396 с правозакручивающей хиральной добавкой R5011. Пленка ПВС обеспечивала тангенциальное сцепление для нематика ЛН-396, а пленка ПиБМА создавала коническое сцепление с углом наклона $\theta_0 = 48^\circ$. Схему исследуемого образца можно увидеть на рисунке 1а. Исследовались образцы с различным значением соотношения d/p .

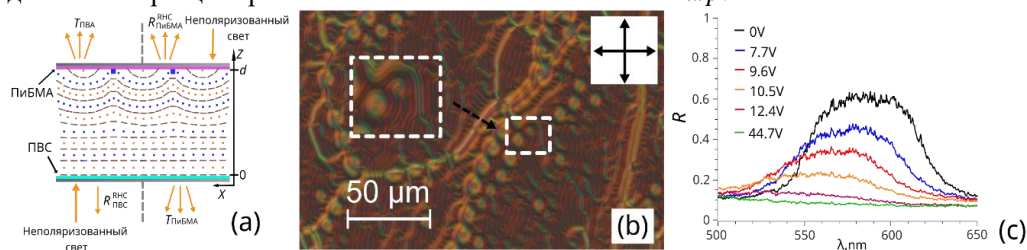


Рис. 1. *a*) Схема экспериментальной ячейки до приложения электрического поля (квадратами показаны сечения линейных дефектов); *b*) фотография образца с $d/p = 8,4$, сделанная до воздействия электрического поля; *c*) спектры отражения ХЖК со стороны ПВС в зависимости от приложенного напряжения

В образцах с $d/p > 5,5$ исходно формируется структура, характеризующаяся наличием линейных поверхностных дефектов и доменов в форме круга (круговые домены) (рис. 1*b*). Исследование образца с $d/p = 8,4$ показало, что круговые домены представляют области, где азимутальная ориентация директора образует спираль, раскручивающуюся от центра круга к периметру. Как следствие, в области каждого кругового домена линейный дефект формирует двойную спираль, количество витков которой зависит от размера домена. Аналогичные доменные структуры наблюдаются в холестерике с шагом спирали, соизмеримым с длиной волны видимого света, для которого наблюдается селективное отражение света. Поскольку наличие линейных дефектов и круговых доменов способствуют рассеянию света, и они локализованы вблизи подложки с коническим сцеплением, то характер селективного отражения холестериком с тангенциально-коническим сцеплением зависит от направления падения света. Так, при нормальном падении света со стороны подложки с тангенциальным сцеплением происходит отражение правоциркулярно поляризованного излучения, в то время как при освещении образца со стороны подложки с коническим сцеплением происходит диффузное рассеяние света любой поляризации.

Под действием электрического поля происходит трансформация структуры и оптических свойств холестерика. В частности, для образца с $d/p = 8,4$ при напряжении $1,5 < U < 3,3$ В, наблюдается образование и рост новых круговых доменов, а также рост исходных доменов, вплоть до полного заполнения ими всего образца. При напряжении 3,3 В происходит лавинообразный переход от структуры с круговыми доменами к угловатой *fan-shape* структуре. При дальнейшем увеличении напряжения свыше 14 В структура постепенно раскручивается, переходя в нематическое состояние. Резкое отклонение поля способствует формированию доменной *fan-shape* структуры. Такие изменения структуры влияют на характер селективного отражения света при освещении образца со стороны подложки с коническим сцеплением. Формирование *fan-shape* структуры приводит к уменьшению коэффициента отражения света, и спектральному смещению максимума селективного отражения в синюю область. В конечном итоге, при высоких напряжениях селективное отражение света отсутствует, но после резкого выключения напряжения вновь появляется.

Исследованная структура холестерика может быть интересна для разработки систем и материалов с асимметричным характером отражения света, и, поскольку коническое сцепление позволяет структуре более гибко подстраиваться под изменение шага спирали, например, вызванное электрическим полем, то исследуемая структура может иметь плавный электрооптический отклик и низкие управляющие напряжения.

Список литературы

1. M. N. Krakhalev, R. G. Bikbaev, V. S. Sutormin, I. V. Timofeev, V. Y. Zyryanov. Nematic and cholesteric liquid crystal structures in cells with tangential-conical boundary conditions // *Crystals*, vol. 9, p. 249, 2019.

2. O. O. Prishchepa, M. N. Krakhalev, V. Y. Rudyak, V. S. Sutormin, V. Y. Zyryanov. Electrically turning periodic structures in cholesteric layer with conical--planar boundary conditions // *Sci. Rep.*, vol. 11, p. 8409, 2021.

3. O. O. Прищепа, В. С. Сугормин, М. Н. Крахалев, А. А. Иваненко, А. Д. Шефер, В. Я. Зырянов. Азимутальный поворот периодической структуры линейных дефектов в слое холестерика с планарно-коническими граничными условиями // *Жидкие кристаллы и их практическое использование* №. 22, С. 111, 2022.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ АНАЛОГОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВЫЧИСЛИТЕЛЕЙ

В. М. Левковская^{1*}, А. В. Харитонов¹, С. С. Харинцев¹

¹Казанский федеральный университет, Казань, 420008, Россия

*e-mail address: levkovskaya.valeriya@gmail.com

В последние годы наблюдается стремительный рост потребности в устройствах, способных быстро выполнять сложные ресурсоемкие вычисления. Вычислительная мощность классических цифровых компьютеров постепенно достигает своего предельного значения, что связано с физическими ограничениями на размер транзистора и рабочую частоту. В связи с этим необходимо искать альтернативные платформы для реализации суперкомпьютеров. В данной работе предлагается производить оптические аналоговые вычисления на основе нестационарных сред.

В последнее время колоссальный интерес вызвали оптические аналоговые вычислители на основе метаматериалов [1]. В их основе лежит модуляция света – входящего сигнала – при его взаимодействии с пространственными неоднородностями. Выходящий сигнал (после взаимодействия) при должном дизайне метаматериала является результатом действия математического оператора на входящий сигнал. Было продемонстрировано, как экспериментально, так и теоретически, что с помощью вычислительных метаматериалов возможно решать интегро-дифференциальные уравнения и задачи оптимизации [2,3]. Благодаря тому, что вычисления проводятся по аналоговому принципу, скорость вычислений определяется лишь скоростью прохождения световой волны через оптическое устройство. Однако, для этой концепции требуются чрезвычайно сложные, зачастую нереалистичные, архитектуры метаматериала. К тому же малейшие неточности на этапе изготовления приводят к накоплению ошибок и неверному результату на выходе.

Целью настоящей работы является разработка физического механизма, позволяющего совершать аналоговые вычисления с помощью структур с простой геометрией. Для этого предложено использовать нестационарные оптические среды [4]. Под нестационарностью понимается быстрая, на масштабах меньших периода волны, модуляция показателя преломления. Идея разработанного принципа заключается в том, что модуляция показателя преломления происходит не в пространстве, а во времени, что дает фундаментально новую степень свободы в управлении электромагнитными полями. При быстром переключении среды возникает эффект временного отражения/преломления (time reflection/refraction). Суть эффекта заключается в том, что в сплошной среде при такой резкой модуляции возникает пара волн, движущихся в противоположных направлениях. В отличие от обычной пространственной границы, отраженная/преломленная во времени волна приобретает частоту, отличную от частоты падающего света, оставляя волновой вектор волны неизменным.

В представленной работе данный эффект заложен в принцип действия вычислительных оптических устройств. За счет дизайна временной неоднородности можно добиться нужной передаточной функции без внедрения сложной архитектуры. В результате работы были смоделированы передаточные функции при различных параметрах нестационарной среды. В качестве демонстрации была показана возможность реализации оператора дифференцирования второго порядка. Теоретические расчеты были подтверждены путем численного решения уравнений Максвелла с помощью метода конечных разностей во временной области. Показано, что, меняя глубину модуляции, скорость модуляции и угол падения, можно получать четные передаточные функции. Причем изменение параметров модуляции можно совершать гибким образом, что позволит делать аналоговые устройства перепрограммируемыми. Последнее трудно реализуемо в стандартных вычислительных метаматериалах, так как требует дополнительной фабрикации. Также в работе изучено влияние дисперсии в среде с временной неоднородно-

стью, а также скорости переключения показателя преломления.

Таким образом, был предложен новый механизм реализации оптических аналоговых вычислений, основанный на эффекте временного отражения/преломления света в нестационарных средах. Материалы с временной неоднородностью могут стать ключевым звеном на пути к полномасштабному внедрению аналоговых оптических суперкомпьютеров.

Работа выполнена за счёт средств программы стратегического академического лидерства Казанского федерального университета "ПРИОРИТЕТ-2030"

Список литературы

1. Zangeneh-Nejad, F., Sounas, D. L., Alù, A., Fleury, R. Analogue computing with metamaterials // *Nat. Rev. Mater.*, vol. 6, pp. 207-225, 2021.
2. Silva, A., Monticone, F., Castaldi, G., Galdi, V., Alù, A., Engheta, N. Performing mathematical operations with metamaterials // *Science*, vol. 343, pp. 160-163, 2014.
3. Mohammadi Estakhri, N., Edwards, B., Engheta, N. Inverse-designed metastructures that solve equations // *Science*, vol. 363, pp. 1333-1338, 2019.
4. Galiffi, E., Tirole, R., Yin, S., Li, H., Vezzoli, S., Huidobro, P. A., Pendry, J. B. Photonics of time-varying media // *Adv. Photonics*, vol. 4, pp. 014002-014002, 2022.

ХИРАЛЬНЫЕ ПЛАЗМОННЫЕ ПОЛУМЕСЯЦЫ ДЛЯ СЕНСОРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ: СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Лобанова Е.М., Боченков В.Е.

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Химический факультет, кафедра химической кинетики, Москва, Россия
E-mail: katerina.m.lobanova@gmail.com*

Наноматериалы на основе плазмонных наночастиц металлов имеют большой потенциал для сенсорных приложений. Их уникальные оптические свойства обусловлены усилением локальных ближних полей под действием внешних электромагнитных волн при возбуждении плазмонного резонанса. Оптические свойства таких наноматериалов зависят от характеристик наночастиц: формы, размера, материала. Поэтому разработка методов формирования новых наночастиц заданной формы является актуальной задачей. Эффект плазмонного резонанса может быть особенно полезен для изучения оптических свойств хиральных молекул, поскольку они дают очень слабые хирооптические сигналы из-за разницы между размерами молекул и длиной волны падающего света. Одним из основных методов изучения хиральных молекул является спектроскопия кругового дихроизма (КД). Можно ожидать, что в области хиральных плазмонных наночастиц будет усиливаться и сигнал КД хиральных молекул.

Комбинируя методы коллоидной литографии и ионно-плазменного распыления, авторы добились формирования хиральных плазмонных полумесяцев серебра. Новая методика позволяет получать хиральные полумесяцы различной ориентации и ширины за счет управления углами осаждения и распыления. Показано, что полученные наночастицы характеризуются повышенным поглощением и сигналом КД в видимой и ближней ИК области спектра.

Подводя итог, новый метод формирования обеспечивает быстрый и недорогой способ формирования хиральных нанополумесяцев. Мы ожидаем, что наряду с методами, обычно используемыми для измерения оптических свойств металлических наночастиц (спектроскопия экстинкции и флуоресценции), КД будет играть важную роль из-за множества эффективных способов его использования для обнаружения взаимодействий между биомолекулами и хиральными плазмонными системами. Также необходимы более широкие исследования, чтобы определить взаимосвязь серповидной асимметрии с сигналом КД и способы интеграции таких поверхностей в функциональные коммерческие устройства.

Ключевые слова

Плазмоника, биосенсоры, хиральная плазмоника, метаповерхности, металлические наночастицы

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ТРОЙНЫЕ ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ НА ОСНОВЕ g-CN₂ И CrI₃

Ю.А. Мельчакова^{1*}

¹Университет ИТМО

191002, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, д. 9

*E-mail: iuliia.melchakova@metalab.ifmo.ru

С помощью метода ab initio GGA PBE PBC предложены и проанализированы атомные и электронные структуры и свойства перспективных двумерных тройных вертикальных спин-поляризованных полупроводниковых гетероструктур на основе графитового нитрида углерода (g-C₃N₄) с малым зазором и ферромагнитных однослойных фрагментов CrI₃, а именно CrI₃/g-C₃N₄/CrI₃ и g-C₃N₄/CrI₃/g-C₃N₄. Были рассмотрены ферромагнитная (FM) и антиферромагнитная (AFM) конфигурации спинового упорядочения решеток CrI₃/g-C₃N₄/CrI₃. Результаты показали, что они энергетически вырождены, но существенно отличаются по характеру распределения плотностей состояния. Расчеты электронной структуры показали, что слабые ван-дер-ваальсовы взаимодействия между фрагментами являются определяющими для основных характеристик атомной и электронной структур обоих типов гетероструктур. Наличие плоских зон валентности и проводимости, а также их локализация на спин-поляризованных полупроводниковых фрагментах CrI₃ позволяет предположить, что предложенные гетероструктуры могут функционировать как магнитные туннельные переходы. Они пригодны для использования в спиновых и фотоприложениях, включая спинтроннику, магниторезистивную память с произвольным доступом, фотокатализ и элементы для высокоэффективных спин-поляризованных фотоэлектрических наноустройств.

Рассчитанные электронные характеристики предлагаемых интерфейсов были получены при помощи программного комплекса квантово-химических расчетов VASP (Vienna Ab-initio Simulation Package), используя теорию функционала плотности в связке с базисом плоских волн и методом проекции атомных волн (PAW). Для слабых взаимодействий применялись функционал GGA-PBE и эмпирическая поправка Гримма.

Фрагменты g-C₃N₄ (изомер g-CN₂) и CrI₃ были оптимизированы отдельно с использованием описанных выше методов. Результаты оптимизации свободно расположенной пленки g-CN₂ демонстрируют хорошее соответствие с экспериментальными данными в отношении параметров ячейки a=b=7.102 Å (для эксперимента - a=b=7.113 Å) и ширины запрещенной зоны 2.11 эВ (для эксперимента - 2.7 эВ). Известно, что метод PBE демонстрирует более низкое значение ширины запрещенной зоны по сравнению с экспериментом, однако сравнение полученных значений может предоставить качественную характеристику проводящих свойств исследуемого материала. Процедура оптимизации двумерного фрагмента CrI₃ также дала результаты, которые хорошо соотносятся с экспериментом: параметры ячейки a=b=6.879 Å (для эксперимента - a=6.893 Å).

В рамках работы были построены и изучены вертикальные гетероструктуры с упорядоченными спинами (рис. 1), основанные на двумерном графитоподобном нитриде углерода и фрагментах CrI₃ с ферромагнитными свойствами, используя метод GGA/PBE DFT. Исследования показали потенциал предложенных гетероструктур для применения в качестве магнитных туннельных переходов в различных высокоэффективных спиновых и фотоэлектронных устройствах.

Установлено, что взаимодействия между спин-поляризованными фрагментами CrI₃, разделенными неполяризованным туннельным барьером g-CN₂ с узким значением ширины запрещенной зоны, определяют расстояния между фрагментами без заметного влияния на параметры решетки. Расчеты электронной структуры гетероструктуры CrI₃/g-CN₂/CrI₃ показали, что ферромагнитное (FM) и антиферромагнитное (AFM) состояния энергетически эквивалентны с точностью, превышающей точность DFT-подхода. Плотность электронных состояний демонстрирует значительные различия между FM и AFM выравниванием спинов в гетероструктуре CrI₃/g-CN₂/CrI₃, вызванные неэнергетическими обменными взаимодействиями между фрагментами CrI₃. Статистика разделения синглет/триплет и характер дисперсии спин-поляризованных валентных и проводящих зон в гетероструктуре должны существенно увеличивать интегральные вероятности опико-электронных переходов между зонами.

ФОТОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ГЕТЕРОСИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ $\text{CuWO}_4\text{-CuBi}_2\text{O}_4$

А. А. Мурашкина^{1*}, А. В. Рудакова¹, Т. В. Бакиев¹, А. В. Емелин

¹Санкт-Петербургский Государственный университет
199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7–9
*a.murashkina@spbu.ru

Сформированы индивидуальные медьсодержащие фотоактивные электроды (FTO/CuWO_4 , $\text{FTO/CuBi}_2\text{O}_4$), на основании которых создана тандемная фотоэлектрохимическая ячейка. Исследованы процессы переноса заряда в гетеросистеме $\text{CuWO}_4\text{-CuBi}_2\text{O}_4$ при отдельном и совместном возбуждении фотоэлектродов видимым светом, в результате показано, что в гетеросистеме реализуется Z-схема переноса заряда между двумя полупроводниками.

Создание фотоактивных материалов на основе полупроводниковых гетероструктур является наиболее перспективным подходом преобразования солнечной энергии в энергию окислительно-восстановительных реакции [1]. Формирование гетероструктурных фотоактивных систем вызваны потребностью повышения активности и спектральной чувствительности фотоактивных материалов. Последнее обусловлено уникальным взаимным расположением энергетических зон полупроводников гетеросистемы, которая создается из расположенных двух или более планарных фотоактивных полупроводниковых материалов или двух монослойных электродов соединенных через внешний проводник, взаимодействующих при их фотовозбуждении посредством передачи энергии/заряда [2]. Перенос фотоиндуцированного носителя заряда между двумя полупроводниками, находящимися в контакте друг с другом, может происходить по различным механизмам. Наиболее реализуемыми механизмами переноса заряда при контакте двух полупроводников являются II-тип и Z-схема переноса заряда. В первом случае (II-тип) происходит перенос фотоиндуцированных электронов из зоны проводимости одного полупроводника в зону проводимости второго полупроводника, а во втором случае (Z-схема) - из зоны проводимости одного полупроводника в валентную зону второго полупроводника.

В настоящей работе были исследованы фотоэлектрохимические процессы в гетеросистеме с электродами CuWO_4 и CuBi_2O_4 . Электроды были получены раствором методом из солей металлов, входящих в состав материалов, путем капельного нанесения на проводящую подложку с последующим отжигом. Фазовый состав подтверждали рентгенофазовым анализом, химический состав приповерхностной области определяли методом фотоэлектронной спектроскопии с дополнительной оценкой положения валентной зоны полупроводников. Оценка значений оптической ширины запрещенной зоны компонентов (E_g) проводилась с помощью спектрофотометрии, E_g равен 2,41 и 1,81 эВ для CuWO_4 и CuBi_2O_4 , соответственно. Методом зонда Кельвина измерена термическая работа выхода электродных материалов, которая составила 4,97 эВ для вольфрамата меди и 5,42 эВ для висмутата меди.

Тандемная ячейка на основе медь-содержащих электродов представляла собой сочетание полупроводников n-типа и p-типа проводимости. Вольфрамат меди проявляет себя как полупроводник n-типа и может быть использован в качестве фотоанода в фотоэлектрохимической ячейке. Висмутат меди характеризуется p-типом собственной проводимости и может быть использован как фотокатод в тандемной ячейке. Указанные типы проводимости полупроводников подтверждаются вольфарадными исследованиями отдельных электродов, согласно анализу Мотт-Шоттки, для CuWO_4 наблюдается положительный наклон на кривой, что соответствует n-типу проводимости, для CuBi_2O_4 – зависимость имеет отрицательный наклон, что говорит о проводимости p-типа [3]. Также были исследованы вольтамперные зависимости для указанных электродов. На основании этих данных видно, что на зависимостях присутствуют характерные

стические пики перехода $\text{Cu}^{2+} \leftrightarrow \text{Cu}^+$, что также наблюдалась и на кривых Мотт-Шоттки. При облучении наблюдается увеличение тока по сравнению с темновым режимом регистрации вольтамперной зависимости для обоих электродов. Аналогично, при исследовании хроноамперометрических зависимостей для отдельных электродов, в режиме облучения при $\lambda > 420$ нм регистрируется увеличение фототока, при этом направление тока соответствует анодному и катодному в зависимости от типа полупроводника. На Рис. 1 представлена хроноамперометрическая зависимость в тандемной ячейке с разделенными электродными пространствами при облучении видимым светом отдельных электродов, а также при облучении обоих электродов без приложения внешнего напряжения.

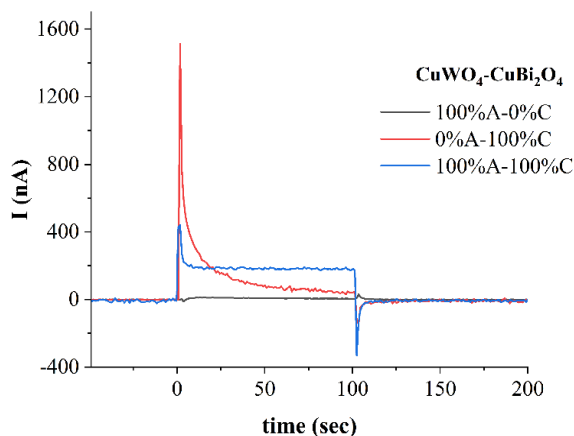


Рис. 1. Хроноамперометрические зависимости при работе тандемной ячейки: облучение фотоанода/темновой режим фотокатода – черная линия; облучение фотокатода/темновой режим фотоанода – красная линия; а также при облучении обоих электродов – синяя линия.

На основании полученной хроноамперометрической зависимости можно предположить схему переноса заряда в гетеросистеме. Положительное направление тока (рис. 1) указывает на реакцию восстановления на катоде и процесс окисления на аноде в фотоэлектрохимической ячейке. Согласно этому механизму, электроны окислительно-восстановительной реакции на аноде рекомбинируют с дырками на фотокатоде, образуя Z-схему разделения зарядов. При совместном фотовозбуждении обоих фотоеlectродов фототок увеличивается по сравнению с фототоком, возникающим при возбуждении отдельных электродов, что указывает на реализацию Z-схемы разделения зарядов.

Исследование поддержано РФФ № 22-13-00155. Авторы благодарят РЦ «Нанопотоника», РЦ «Рентгенодифракционных методов исследования», РЦ «Физические методы исследования поверхности» Научного парка СПбГУ за полезную помощь в характеристике образцов.

Список литературы

1. Sugang Meng, Jinfeng Zhang, Shifu Chen, Sujuan Zhang, Weixin Huang. Perspective on construction of heterojunction photocatalysts and the complete utilization of photogenerated charge carriers // *Applied Surface Science*, 476, pp. 982–992, 2019.
2. M.S. Prévot, K. Sivula, Photoelectrochemical tandem Cells for solar Water Splitting. // *The Journal of Physical Chemistry C*, 117 (35), pp. 17879–17893, 2013.
3. W.S. dos Santos, J. Carmo, Y. Mendez-González, L.L. Nascimento, A.O.T. Patrocínio, R. Guo, A.S. Bhalla, J.C. M'Peko, J.D.S. Guerra. Innovative multifunctional hybrid photoelectrode design based on a ternary heterojunction with super-enhanced efficiency for artificial photosynthesis. // *Sci Rep* 10:10669, 2020.

СТРУКТУРЫ ДИОКСИДА ВАНАДИЯ С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ ПОЛУПРОВОДНИК-МЕТАЛЛ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

С.В. Мутили^{1*}, К.Е. Капогузов¹, Л.В. Яковкина², В.Н. Кичай², А.Е. Гайдук¹, В.А. Селезнев¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13
*E-mail: mutilin@isp.nsc.ru

²Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, д. 3

Методами химического осаждения из газовой фазы и атомно-слоевого осаждения сформированы тонкие пленки и массивы одиночных нанокристаллов диоксида ванадия, материала с обратимым фазовым переходом полупроводник-металл. Показано, что выращенные структуры содержат одну кристаллическую фазу $\text{VO}_2(\text{M1})$ и обладают температурным фазовым переходом вблизи 68°C , при котором проводимость изменяется на 3 порядка по величине. Такие структуры с перестраиваемыми свойствами перспективны для приложений фотоники.

В последние годы интенсивной областью исследований для приложений фотоники является разработка и исследование микро- и наноструктур с перестраиваемыми свойствами. Такие структуры, как правило, основаны на электромеханических системах, жидких кристаллах, тепловых модуляциях, нелинейной оптике и пьезоэлектрических эффектах. Не так давно, материалы с фазовым переходом стали активно изучаться для систем с динамическим управлением оптических свойств без каких-либо движущихся частей [1]. Одним из таких материалов является диоксид ванадия (VO_2) с сильнокоррелированным электронами, привлекающий в последние годы к себе большое внимание из-за наблюдаемого вблизи комнатной температуры сверхбыстрого (26 фс) обратимого фазового перехода полупроводник-металл, который сопровождается резким изменением электрических и оптических свойств. Его проводимость меняется до 100 тысяч раз, изменение коэффициента преломления может достигать единицы ($\Delta n \sim 1$ при $\lambda \sim 1500$ нм) [2]. Такие структуры будут востребованы для многих практических применений, таких как нейроморфные системы, биогибридные структуры, нейрокомпьютеры, наносенсоры и многие другие.

В данной работе приводится описание свойств синтезированных пленок и наноструктур на основе VO_2 , обсуждаются перспективы применения энергоэффективных нанопереклюкателей и их массивов на основе таких структур. Поликристаллические пленки и массивы одиночных нанокристаллов VO_2 были сформированы на подложках кремния (001) методами химического осаждения из газовой фазы и атомно-слоевого осаждения. Все полученные структуры были охарактеризованы с помощью рентгеноструктурного анализа, который показал наличие только одной VO_2 M-фазы. Обнаружен скачок сопротивления более чем на 3 порядка по величине при температуре $65\text{--}70^\circ\text{C}$, вызванный фазовым переходом полупроводник-металл в VO_2 M1-фазе. Показано, что сформированные объекты обладают существенной стабильностью и воспроизводимостью, и могут быть использованы в качестве элементной базы для наноэлектроники и нанофотоники [3].

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Список литературы

1. S. Raoux. Phase change materials // Annu. Rev. Mater. Res., vol. 39, pp. 25–48, 2009.
2. Ke Y. et al. Vanadium dioxide: The multistimuli responsive material and its applications // Small, vol. 14(39), p. 1802025, 2018.
3. Cueff, et al., VO_2 nanophotonics // APL Photonics, vol. 5(11), p. 110901, 2020.

СВЕРХ БЫСТРАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ ФТОРИДА БАРИЯ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ГАММА И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПИКОСЕКУНДНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Р.Ю. Шендрик^{1*}, Е.А. Раджабов¹, А.С. Мясникова¹, А.В. Егранов¹, В. Панкратова²,
В.Панкратов², А.И. Непомнящих¹

¹*Институт геохимии им. А. П. Виноградова СО РАН
6640333, Российская Федерация, Иркутск, ул. Фаворского, д. 1А
E-mail: r.shendrik@gmail.com

²*Институт физики твердых тел Латвийского Университета,
Латвия, г.Рига*

Работа посвящена исследованию природы новой сверхбыстрой компоненты кросс-люминесценции в кристаллах $BaF_2:La^{3+}$ и $BaF_2:Cd^{2+}$.

В настоящее время ведется поиск сцинтилляторов, которые имеют сверхкороткие компоненты в затухании люминесценции. Преодоление временного разрешения в 100 пс в современных детекторах позволит совершить существенный прорыв в медицинской диагностике, например, времяпролетной позитронно-эмиссионной томографии (PET-TOF), времяпролетной компьютерной томографии (TOF-CT). Регистрация одиночных гамма-квантов с энергией 511 кэВ или фотонов рентгеновского излучения с энергией от 60 до 140 кэВ с временным разрешением до 10 пс является необходимым условием для развития этих технологий. На сегодняшний день неорганические сцинтилляторы на основе ортосиликата лютеция $LYSO:Ce$, обладающие относительно высокой плотностью, применяются в детекторах для TOF томографии. Однако $LYSO:Ce$ и аналогичные активированные ионами церия сцинтилляторы имеют предельно-достижимое временное разрешение порядка 100 пс.

Кросс-люминесцентные сцинтилляторы позволяют существенно улучшить характеристики современных времяпролетных детекторов, также они являются экономически более эффективными по сравнению с кристаллами ортосиликатов. В будущем это позволит создать PET-сканеры большого размера, например, для сканирования всего тела, и удовлетворить высокий спрос на материалы, ожидаемый при внедрении TOF-CT.

В настоящей работе приводятся последние результаты по исследованию кросс-люминесценции в кристаллах фторида бария, активированного ионами лантана и кадмия. В этих кристаллах обнаружена сверхкороткая компонента (<100 пс) в кросс-люминесценции, вклад которой возрастает с увеличением концентрации активатора, что позволяет достичь временного разрешения порядка 50 пс.

На станции фотолюминесценции FINESTLUMI, FinEstBeAMS с ондулятором на накопителе 1,5 ГэВ синхротрона MAX IV (Лунд, Швеция) были измерены спектры с временным разрешением этой сверхбыстрой компоненты. Обнаружено, что ее максимум смещен на 0.7 эВ в область меньших энергий. Расчеты из первых принципов показали, что данная компонента может быть обусловлена возбуждением остовных уровней Cd и La.

Работа выполнена за счет средств государственного задания по проекту № 0284-2021-0004.

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИОБАТА-ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ В ХОДЕ ПРОТОННОГО ОБМЕНА И ОТЖИГА

Е. В. Мясникова¹, И. В. Петухов¹, М. Кунева², А. В. Сосунов^{1,*}

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Российская Федерация, Пермь, ул. Букирева, д. 15

*E-mail: avsosunov@psu.ru

²Институт физики твердого тела Болгарской академии наук
1784, Болгария, София, Цареградское шоссе, д. 72

Работа посвящена исследованию структурно-фазовых превращений в ходе отжига протонообменных слоёв, полученных в расплаве чистой бензойной кислоты в смешанных кристаллах ниобата-танталата лития X - и Z -срезом. Установлено, что в ходе протонного обмена формируются метастабильные β_1 - и β_2 -фазы, которые в ходе отжига сначала переходят в промежуточные κ_2 и κ_1 -фазы, а затем в стабильную α -фазу. Фазовая трансформация идентична кристаллам ниобата лития, однако наблюдается снижение приращения показателя преломления, что обусловлено частичной заменой атомов Nb на Ta.

Протонообменные волноводы широко используются при изготовлении интегрально-оптических схем для систем передачи данных, навигации и сенсорики. Известно, что такие волноводы проявляют структурно-фазовое многообразие в кристаллах ниобата лития [1]. Протонный обмен (ПО) в зависимости от его условий приводит к формированию протоннообменных слоёв, которые могут содержать 7 различных кристаллических фаз твердого раствора $H_xLi_{1-x}NbO_3$. Чаще всего процесс формирования волноводов происходит в два этапа – протонный обмен с последующим отжигом. Это позволяет предсказывать свойства протонообменных волноводов для конкретных прикладных задач.

В последние несколько лет были получены смешанные монокристаллы ниобата-танталата лития (ЛНТ) различного стехиометрического состава, большого размера и хорошего оптического качества [2,3], которые могут найти свое применение в различных областях фотоники за счет возможности управлять их характеристиками при вариации состава. Целью данной работы является исследование структурно-фазовых превращений в ходе отжига протонообменных слоёв, полученных в расплаве чистой бензойной кислоты в смешанных монокристаллах ЛНТ.

Смешанные кристаллы были выращены методом Чохральского в институте проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов (Черноголовка). В качестве исследуемых образцов использовали $LiNb_{0.97}Ta_{0.03}O_3$ X - и Z -срезов. Протонный обмен проводили в закрытом циркониевом реакторе при температуре 200 °С в течение 2 часов в расплаве чистой бензойной кислоты с последующим высокотемпературным отжигом на воздухе при температуре 370 °С с шагом 30-60 мин. Глубину планарного волновода определяли с помощью призмного элемента связи на длине волны $\lambda_{He-Ne} = 632$ нм. Деформации кристаллической решетки ЛНТ образцов вычисляли по данным рентгенографических кривых, полученных с помощью дифрактометра ДРОН УМ-1 ($K\beta$ -линии Co -излучения $\lambda = 1.62075$ Å).

В результате протонного обмена в смешанных кристаллах X -среза ЛНТ по данным рентгеноструктурного анализа формируются метастабильные β_1 - и β_2 -фазы (рис. 1). Фазовый состав подтвержден данными ИК-спектроскопии и хорошо согласуется с фазовой диаграммой для кристаллов ниобата лития [1]. Однако частичная замена атомов Nb на Ta приводит к снижению приращения показателя преломления после ПО (табл. 1). В ходе последовательного отжига наблюдалась следующая картина: в течение первых 10 минут неполяризованная β_2 -фаза переходит в поляризованную β_1 -фазу, чего мы не наблюдали из-за шага в 30-60 минут. После 1 ч. отжига β_1 -фаза последовательно переходит в промежуточную κ_2 -фазу. Также наблюдается небольшая доля κ_1 -фазы. После 3 часов отжига κ_2 - фаза полностью переходит в κ_1 -фазу. Спустя 8 ч. отжига формируется α -фаза с приращением необыкновенного показателя преломления $\Delta n_e = 0.026$. С увели-

чением времени отжига увеличивается глубина ПО слоя и доля α -фазы. Близкая картина структурно-фазовых превращений наблюдается и для образцов Z-среза.

Таким образом, установлено, что структурно-фазовые превращения в смешанных кристаллах ЛНТ в ходе ПО и отжига протекают идентичным образом с кристаллами ниобата лития. Однако из-за примеси атомов Та приращение показателя преломления после ПО меньше, чем для кристаллов ниобата лития. Уточнение концентрационных границ фаз, их структурных и оптических параметров требует разработки структурно-фазовой диаграммы в зависимости от примеси атомов Та и кристаллографической ориентации образцов ЛНТ.

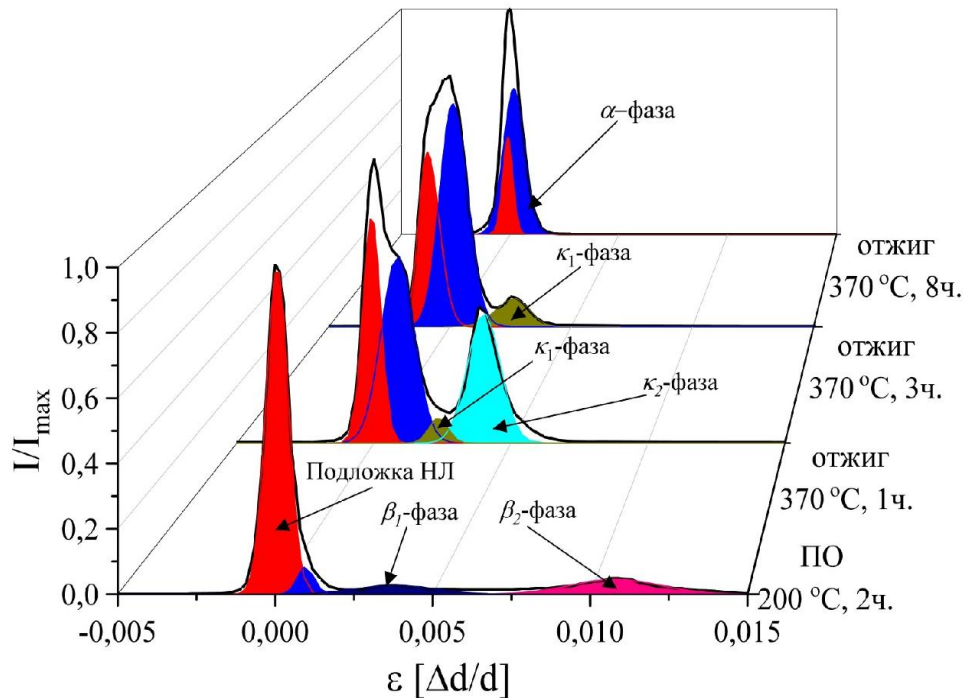


Рис. 1. Фазовые превращения ПО слоев в ходе последовательного отжига на воздухе в смешанных кристаллах ЛНТ X-среза (в координатах нормированная интенсивность от относительного изменения межплоскостного расстояния d – деформации кристаллической решетки ϵ).

Таблица 1

Приращение необыкновенного показателя преломления Δn_e для ЛНТ X-среза

| № | β_1 и β_2 | κ_2 | κ_1 | α |
|--------------|-----------------------|-------------|-------------|----------|
| Δn_e | 0.095-0.085 | 0.085-0.065 | 0.060-0.030 | <0.026 |

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант №24-22-20097.

Список литературы

1. Ю.Н. Коркишко, В.А. Федоров. Зависимости показателей преломления от концентрации протонов в H:LiNbO_3 волноводах // ЖТФ, Т. 69, вып. 3, С. 47-57, 1999.
2. D.V. Roshchupkin, E. Emelin, E. Plotitsina, et.al. Single crystals of ferroelectric lithium niobate–tantalate $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$ solid solutions for high-temperature sensor and actuator applications // Acta Crystallographica. Section B: Structural Science, vol. 76 (6), pp. 1071, 2020.
3. E.V. Zabelina, A.A. Mololkin, N.S. Kozlova, et al. Optical Properties of Crystals of Lithium Niobate–Tantalate Solid Solutions $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$. // Crystallogr. Rep., vol. 68. pp. 1173-1179, 2023.

ИОННОЕ ТРАВЛЕНИЕ КАК СПОСОБ ОПТИМИЗАЦИИ ОПТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЗРАЧНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУР $\text{In}_2\text{O}_3/\text{Ag}/\text{In}_2\text{O}_3$

С.В. Неделин^{1,4}, Н.А. Золотовский^{1,4}, А.С. Воронин^{2,3},
М.М. Симунин², М.О. Макеев², И.А. Тамбасов^{3,4}

¹Сибирский Федеральный Университет

660041, Российская Федерация, Красноярск, Пр. Свободный, 79

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005, Российская Федерация, Москва, 2-я Бауманская, 5

³Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 38/50

⁴ООО «НПК «Спецтехнаука»

660043, Российская Федерация, Красноярск, Чернышевского, 67

E-MAIL: S.V.NEDELIN@MAIL.RU

Оптоэлектрические характеристики прозрачных проводящих структур типа оксид / металл / оксид (ОМО) преимущественно зависят от толщины и сплошности центрального металлического слоя. Для оптимизации данных параметров был применен метод ионного травления металлической пленки. Он заключается в том, что сплошную пленку серебра большей толщины стравливают ионами аргона до требуемой толщины. Исследуемые образцы были получены на установке магнетронного напыления

В данной работе рассматривается структура оксид / металл / оксид (ОМО) $\text{In}_2\text{O}_3/\text{Ag}/\text{In}_2\text{O}_3$. Главным фактором, влияющим как на оптические, так и на электрические характеристики структуры является толщина слоя Ag. При уменьшении толщины тонкой металлической пленки увеличивается прозрачность и ухудшается электрическая проводимость. Теоретические расчёты могут предсказывать данные параметры (зависимость электрической проводимости от толщины и зависимость оптической прозрачности от толщины). Но для расчёта делается допуск, что тонкая металлическая пленка является сплошной однородной структурой. Однако синтез сплошной однородной тонкой металлической пленки толщиной менее 15 нм нетривиальный процесс [1].

Для уменьшения толщины тонкой металлической пленки серебра с сохранением сплошности структуры используют легирование алюминием или цинком [2]. Также применяют распыление серебра в атмосфере аргон + кислород [3]. В данной работе предлагается использовать метод ионного травления. Он заключается в «стачивании» поверхности пленки большей толщины с высокой сплошностью структуры до требуемой толщины.

Образцы были синтезированы на дисплейных стеклянных подложках производства AGC с шероховатостью < 1 нм [4], размером $1,1 \times 25 \times 25$ мм. Оксид индия наносился реактивным методом при мощности 100 ватт, остаточное давление $4,4 \cdot 10^{-3}$ Торр (21% – кислород, 79% – аргон). Тонкая пленка серебра была напылена при мощности 50 Вт, в атмосфере аргона с остаточным давлением $4,4 \cdot 10^{-3}$ Торр. Подложкодержатель вращался во время осаждения со скоростью 5 об/мин. Скорость осаждения металлической пленки составляла около $1,1 \text{ \AA}/\text{с}$, а скорость осаждения оксидной пленки – $1,7 \text{ \AA}/\text{с}$. Параметры ионного травления: напряжение источника 1 кВ, сила тока 10 мА, скорость травления пленки серебра $1,7 \text{ \AA}/\text{с}$.

Исследование влияния ионного травления проводилось на двух линейках образцов при толщинах слоя серебра 9 нм и 13 нм. Впервой линейки образцов было применено три способа синтеза: 1.1 – пленка полученная стандартным методом магнетронного распыления (Ag – 100%); 1.2 – пленка полученная методом реактивного магнетронного распыления (Ag – 98% + O₂ – 2%); 1.3 – пленка полученная методом аналогичным 1.1 образцу, но большей толщины, далее стравлена ионами аргона до требуемой толщины (метод ионного травления). Пленки, полученные данным методом, обозначаются в тексте с добавлением «тр.» возле значения толщины. Во-второй линейки образцов

была оптимизирована толщина слоя оксида индия. Для исследуемых образцов проводились измерения спектров пропускания в оптической области спектра (рис. 1).

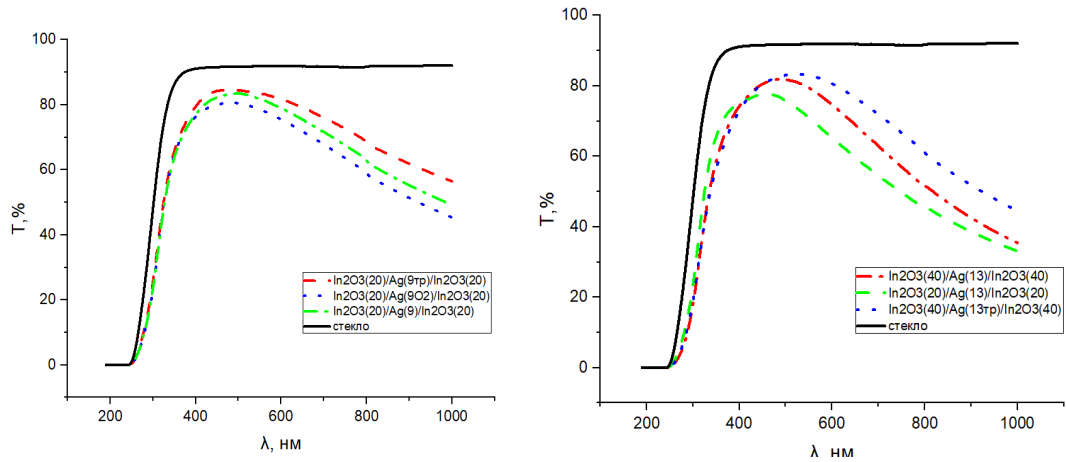


Рис. 1. Спектры пропускания 1 и 2 линейки образцов

Оптоэлектрические характеристики, а также качественная оценка образцов представлены в (табл. 1)

Таблица 1

Сравнения качества прозрачных проводящих структур $\text{In}_2\text{O}_3/\text{Ag}/\text{In}_2\text{O}_3$

| Структура | T_D (550нм), % | T_r (550нм), % | R_s , Ом/кв. | σ_{dc}/σ_{opt} |
|--|------------------|------------------|----------------|----------------------------|
| 1.1- $\text{In}_2\text{O}_3(20)/\text{Ag}(9)/\text{In}_2\text{O}_3(20)$ | 81,82 | 89,08 | 14,23 | 222,55 |
| 1.2- $\text{In}_2\text{O}_3(20)/\text{Ag}(9\text{O}_2)/\text{In}_2\text{O}_3(20)$ | 78,57 | 85,54 | 14,23 | 163,09 |
| 1.3- $\text{In}_2\text{O}_3(20)/\text{Ag}(9\text{тр.})/\text{In}_2\text{O}_3(20)$ | 83,49 | 90,90 | 20,89 | 184,67 |
| 2.1- $\text{In}_2\text{O}_3(20)/\text{Ag}(13)/\text{In}_2\text{O}_3(20)$ | 70,99 | 77,29 | 8,43 | 162,66 |
| 2.2- $\text{In}_2\text{O}_3(40)/\text{Ag}(13)/\text{In}_2\text{O}_3(40)$ | 79,44 | 86,49 | 8,43 | 297,08 |
| 2.3- $\text{In}_2\text{O}_3(40)/\text{Ag}(13\text{тр.})/\text{In}_2\text{O}_3(40)$ | 82,98 | 90,03 | 10,69 | 327,05 |

Качественная оценка, определяемая отношением σ_{dc}/σ_{opt} , представляет собой сравнительную интегральную характеристику прозрачных электродов различного типа. Синтезированные структуры $\text{In}_2\text{O}_3/\text{Ag}/\text{In}_2\text{O}_3$ обладает хорошими оптоэлектрическими характеристиками. Так наиболее оптимальным решением является напыление серебра большей толщины с дальнейшим её утонением методом ионного травления. Это ведет к незначительному увеличению сопротивления и значительно улучшает пропускную способность пленки.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSN-2024-0066).

Список литературы

1. Fishman, G. Surface-induced resistivity of ultrathin metallic films: a limit law // Phys. Rev. Lett. – 1989. – V. 62. – P. 1302-1305.
2. Gu, D. Ultrasoother and Thermally Stable Silver-based Thin Films with Subnanometer Roughness by Aluminum Doping // ACS Nano. – 2014. – V. 8. – P. 10343-10351.
3. Jo, H. Highly transparent and conductive oxide-metal-oxide electrodes optimized at the percolation thickness of AgOx for transparent silicon thin-film solar cells // Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2019. – V. 202. – P. 8.
4. URL: https://npk-stn.ru/product/smooth_glass/ (access: 22.09.21).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НАНОНЕОДНОРОДНОСТЕЙ МОДУЛЯ СДВИГА В СТЕКЛАХ И ПЕРЕОХЛАЖДЕННЫХ ЖИДКОСТЯХ С ПОМОЩЬЮ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

В.Н. Новиков*, Е.А. Добрынина, И.В. Зайцева

*Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, 630090, Российская Федерация, Новосибирск,
просп. Академика Коптюга, д.1*

*E-mail: novikov@iae.nsk.su

Бозонный пик в терагерцовой области спектра неупругого рассеяния света в стеклах и переохлажденных жидкостях несет информацию об амплитуде и радиусе корреляции среднеквадратичных пространственных флуктуаций сдвигового модуля на нанометровом масштабе. В данной работе найдена температурная зависимость амплитуды нанометровых флуктуаций сдвигового модуля в переохлажденных жидких глицерине и салоле. Для этого используется теория упругости в пространственно-неоднородном материале в рамках теории возмущений по малому параметру - относительной величине флуктуаций, и критерий Иоффе-Регеля для частоты бозонного пика в спектре рассеяния света. Проведенный анализ проливает свет на связь эволюции бозонного пика с температурной зависимостью нанометровых неоднородностей в стеклах и жидкостях.

Проходящие сквозь стеклообразный материал фотоны рассеиваются на колебательных возбуждениях неупорядоченной решетки. При этом, из-за нарушения правила отбора по волновому вектору, в стеклах все акустические колебания дают вклад в рассеяние света, в отличие от кристаллов, где в спектре рассеяния на акустических фонах видны только бриллюэновские линии. Интенсивность рассеяния света пропорциональна плотности колебательных состояний с коэффициентом, линейно зависящим от частоты [1]. Наиболее примечательной особенностью спектра рассеяния света в стеклах является так называемый бозонный пик в области частот порядка одного ТГц, который соответствует избыточной (по сравнению с дебаевской) плотности колебаний [2,3]. Было показано, что такой пик предсказывает теория упругости в среде с пространственно-флуктуирующим сдвиговым модулем $G(r)$ с характерной длиной корреляции флуктуаций порядка нанометра, соответствующей размеру областей со средним порядком в стеклах [4]. Вопрос о том, какова характерная амплитуда этих флуктуаций $\delta G = \langle (\Delta G(r))^2 \rangle^{1/2}$, представляет большой интерес как с прикладной точки зрения, так и с точки зрения фундаментального понимания структуры и динамики стеклообразных материалов. Имея соответствующую теорию, можно определить δG по данным о бозонном пике в терагерцовой области спектра рассеянного света. Ранее δG была нами найдена в ряде стекол различного химического состава [5]. При нагреве стекол выше температуры стеклования T_g , амплитуда и характерный радиус корреляции локальных флуктуаций сдвигового модуля меняется. В данной работе мы находим температурную зависимость среднеквадратичных флуктуаций сдвигового модуля $\delta G(T)$ на нанометровом масштабе в переохлажденных жидкостях на примере глицерина и салола. Для этого мы используем данные о бозонном пике в спектре рассеяния света при различных температурах выше T_g , а также экспериментальные данные о температурной зависимости радиуса среднего порядка, найденного по ширине первого острого дифракционного пика в статическом структурном факторе, и данные о T -зависимости продольной и поперечной скоростей звука. Мы рассчитываем длину пробега поперечных фононов в среде с пространственными флуктуациями упругих констант по теории возмущений с малым параметром, равным относительной среднеквадратичной флуктуации модуля сдвига $\langle (\Delta G/G)^2 \rangle$ [5]. Кроме того, мы учитываем релаксационные вклады в затухание фононов. С помощью критерия Иоффе-Регеля для поперечных фононов, мы находим связь между $\langle (\Delta G/G)^2 \rangle$ и положением бозонного пика в спектре акустических колебательных возбуждений стекол. Соответствующее уравнение позволяет выразить $\langle (\Delta G/G)^2 \rangle$ через частоту максимума бозонного пика, поперечную и продольные скоро-

сти звука, а также корреляционный радиус структуры на масштабе среднего порядка, который мы извлекаем из данных о статическом структурном факторе материала. Частоту максимума бозонного пика мы определяем по данным низкочастотного (~ 1 ТГц) комбинационного рассеяния света с учетом вкладов спектров структурной α - релаксации и быстрой пикосекундной β - релаксации.

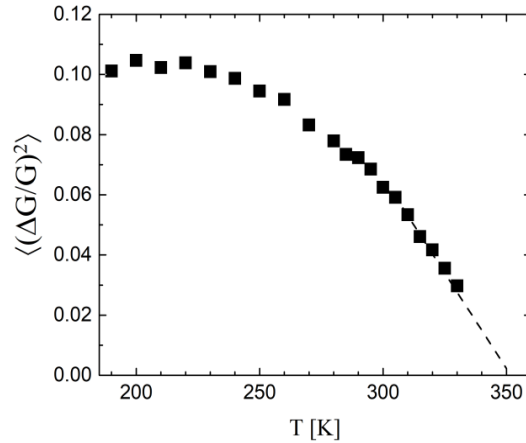


Рис. 1. Среднеквадратичная амплитуда пространственных флуктуаций нормированного модуля сдвига в глицерине на нанометровом масштабе, определяемом характерной длиной волны колебаний на максимуме бозонного пика.

Найденная таким образом температурная зависимость $\langle(\Delta G/G)^2\rangle$ в глицерине () показана на рис. 1. Относительная величина флуктуации падает с ростом температуры от значения ~ 0.1 в стекле при $T = T_g = 186$ К до ~ 0.03 при $T = 330$ К. Выше примерно 330 К вклад релаксационного спектра становится настолько велик, что выделить в спектре бозонный пик становится невозможным. Линейная экстраполяция $\langle(\Delta G/G)^2\rangle$ на более высокие температуры показывает, что $\langle(\Delta G/G)^2\rangle$ асимптотически стремится к нулю при $T = 350$ К, что совпадает с так называемой Аррениусовской температурой T_A в глицерине, выше которой структурная релаксация показывает чисто Аррениусовскую зависимость от температуры. Таким образом, анализ, представленный в данной работе, показывает, что при охлаждении жидкого глицерина нанометровые неоднородности модуля сдвига формируются в структуры, поддерживающие колебания бозонного пика при температуре ~ 350 К, т.е. близкой к температуре T_A . Эти неоднородности проявляются в спектрах рассеяния света в терагерцовой области частот в виде бозонного пика.

Исследование поддержано РФФ № 23-22-00320.

Список литературы

1. N. V. Surovtsev and A. P. Sokolov. Frequency behavior of Raman coupling coefficient in glasses // Phys. Rev. B, vol. 66, p.054205, 2002.
2. W. Schirmacher. The boson peak // Phys. Status Sol. B, vol. 250, pp. 937-943, 2013.
3. K. Binder and W. Kob, Glassy Materials and Disordered Solids: An Introduction to their Statistical Mechanics / London: World Scientific, 562p., 2011.
4. W. Schirmacher, T. Scopigno, and G. Ruocco. Theory of vibrational anomalies in glasses // J. Non-Cryst. Sol., vol. 407, pp. 133-140, 2015.
5. V.N. Novikov. Upper bound of fragility from spatial fluctuations of shear modulus and boson peak in glasses // Phys. Rev. E, vol. 106, p. 024611 (2022).

ТЕМПЕРАТУРНАЯ СЕНСОРИКА НА ОСНОВЕ НАНО- И МИКРОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ ФТОРИДОВ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Eu^{3+} : ПРОЦЕССЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ, РОЛЬ ДЕФЕКТОВ

Е. И. Олейникова^{1*}, М. С. Пудовкин¹, О. А. Морозов¹, С. Л. Кораблева¹

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет
420008, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлёвская, д. 18
*E-mail: Kate15-05@mail.ru

В данной работе впервые определен коэффициент распределения ионов Gd^{3+} в матрице LiYF_4 ($k=0,84$), проведена спектрально-кинетическая характеристика образцов $\text{LiGd}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_4$ ($x=0,05; 0,3$ и $0,7$) и $\text{LiGdF}_4: \text{Eu}^{3+}$. Было обнаружено интенсивное свечение центров окраски при низких температурах, на зависимости интенсивностей свечения центров окраски и ионов Eu^{3+} получены высокие значения температурной чувствительности ($S_a=0.36\text{K}^{-1}$ (100 К) и $S_a=0.035\text{K}^{-1}$ (310 К)).

Кристалл LiGdF_4 является новым сложносинтезируемым соединением, который представляет собой актуальный материал в квантовой электронике [1], сенсорике [2] и фотовольтаике [3].

К задачам и цели данной работы можно отнести характеризацию микрочастиц $\text{LiYF}_4:\text{Gd}^{3+}$ и LiGdF_4 допированного ионами Eu^{3+} , а также исследование таких параметров их люминесценции, как форма спектра люминесценции и кинетики затухания люминесценции в зависимости от температуры. Также в данной работе определен коэффициент распределения ионов Gd^{3+} в матрице LiYF_4 , который равняется $k=0,84$.

Микрочастицы $\text{LiYF}_4:\text{Gd}^{3+}$ были получены путем перемалывания кристаллов, синтезированных методом Бриджмана-Стокбаргера. Фазовый состав был подтвержден методом порошкового рентгенофазового анализа, люминесцентные характеристики были исследованы методом лазерной абсорбционной спектроскопии.

Времена затухания люминесценции в диапазоне 100 – 300 К ведут себя сложным образом (Рис. 1), что, по-видимому, является следствием наложения процессов многофонной безызлучательной релаксации и пленения излучения. Для образцов $\text{LiGd}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_4$ ($x=0,05; 0,3$ и $0,7$) время затухания люминесценции укорачивается с увеличением температуры, особенно явно это становится заметно с 200-220 К и происходит из-за доминирующего процесса многофонной релаксации на дефектах. Однако для образца LiGdF_4 наблюдается обратная тенденция увеличение времени затухания люминесценции с ростом температуры из-за возрастания вклада процесса пленения излучения, начиная с 200 К. Также мы замечаем, что время затухания люминесценции t_{decay} для образца LiGdF_4 значительно ниже остальных, это связано с концентрационным тушением в образце. После проведенных экспериментов для дальнейшего исследования был выбран образец LiGdF_4 , так как в нем происходит два температурно-зависимых процесса: многофонная релаксация на дефектах и пленение возбуждения, вследствие чего, мы можем получить более высокую температурную чувствительность.

На рисунке 2 видим большое количество интенсивных узких полос люминесценции Eu^{3+} и практически не видим полосы люминесценции Gd^{3+} . Данное явление мы объясняем эффективной передачей энергии от Gd^{3+} к Eu^{3+} . Данное наблюдение было проверено с помощью образца $\text{LiYF}_4: \text{Eu}^{3+}$ (3 ат.%), который при таком же возбуждении 274нм не демонстрировал люминесценцию Eu^{3+} . Полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности исследуемых материалов в качестве покрытий для кремниевых солнечных батарей.

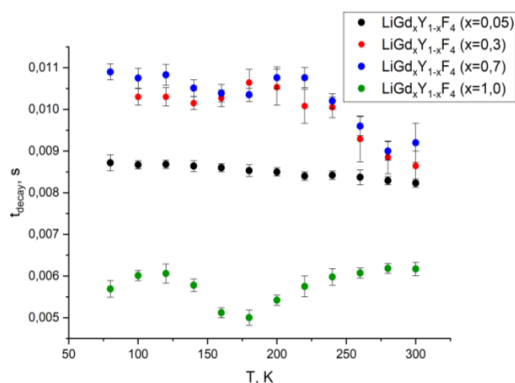


Рисунок 1. Время затухания люминесценции (t_{decay}) образцов $\text{LiGd}_x\text{Y}_{1-x}\text{F}_4$ ($x=0,05; 0,3; 0,7$ и $1,0$) на длине волны 312 нм (${}^6\text{P}_{7/2} - {}^8\text{S}_{7/2}$) в диапазоне температур 100- 300K

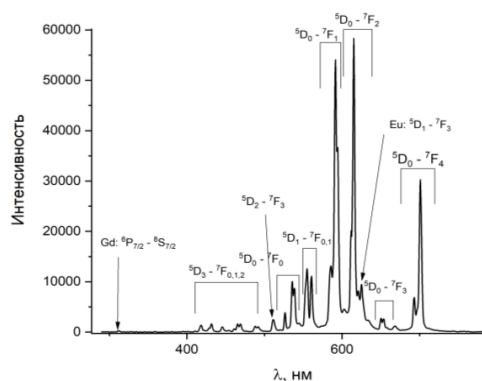


Рисунок 2. Спектр люминесценции образца $\text{LiGdF}_4:\text{Eu}$ (1 ат.%) при комнатной температуре (возбуждение 274нм)

Также для данных образцов встречается еще один интересный с точки зрения температурной сенсорики процесс - широкополосное излучение при низких температурах (рис. 3, 4).

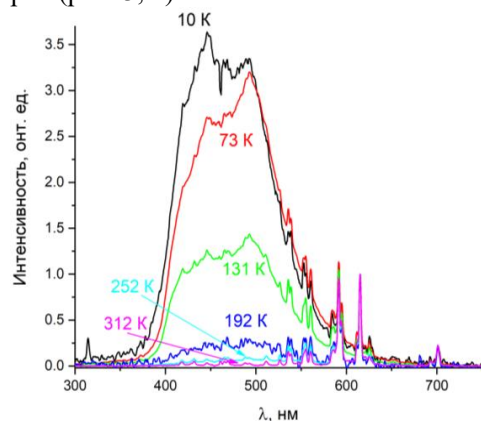
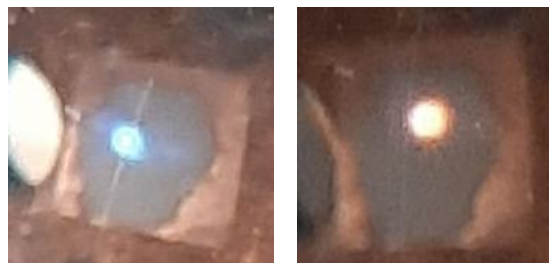


Рисунок 3. Спектр люминесценции образца $\text{LiGdF}_4:\text{Eu}^{3+}$ (1 ат.%) в диапазоне температур 10-290K, при возбуждении 274нм (Gd^{3+}).



а) 100 K б) 300 K

Рисунок 4. Иллюстрация цвета свечения образцов при температуре: а) 100 K, б) 300 K

Полученные температурные чувствительности, основанные на отношении интегральных интенсивностей люминесценции центров окраски и ионов Eu^{3+} . В образце $\text{LiGdF}_4:\text{Eu}^{3+}$ (1 ат.%) была получена конкурентная температурная чувствительность $S_a=0.035\text{K}^{-1}$ в диапазоне 300-320 K, и рекордная температурная чувствительность $S_a=0.36\text{K}^{-1}$ в диапазоне 90-120 K.

Исследование выполнено за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности. Проект FZSM-2022-0021.

Список литературы

1. O. A. Morozov, S. L. Korableva, L.A. Nurtdinova et al. Growth and characterization of optical and thermal properties of LiGdF_4 single crystal // *Optical Materials*, vol. 137, p. 113490, 2023.
2. L. Aigouy, G. Tessier, M. Mortier et al. Scanning thermal imaging of microelectronic circuits with a fluorescent nanoprobe // *Applied Physics Letters*, vol. 87(18), p. 184105, 2005.
3. S. Sheoran et al. Down-conversion characteristics of Eu^{3+} doped $\text{M}_2\text{Y}_2\text{Si}_2\text{O}_9$ (M= Ba, Ca, Mg and Sr) nanomaterials for innovative solar panels // *Progress in Natural Science: Materials International*, vol. 29(4), pp. 457-465, 2019.

НАНОРАЗМЕРНЫЕ ПЛАСТИНЫ MoSSe и WSSe ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАТАЛИЗЕ.

А. С. Орешонков^{1,2*}, Ю. Г. Денисенко³, Н. О. Азарапин³, А. С. Воронин⁴, С. А. Евлашин⁵,
М. Н. Волочаев², И. В. Немцев², М. С. Молокеев², З. И. Попов¹

¹Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН
119334, Российская Федерация, Москва, ул. Косыгина, д. 4

²Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
– обособленное подразделение ФИЦ КИЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38

³Тюменский государственный университет, Институт химии Школы естественных наук
625003, Российская Федерация, Тюмень, ул. Перекопская, д. 15а

⁴Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/12

⁵Сколковский институт науки и технологий,

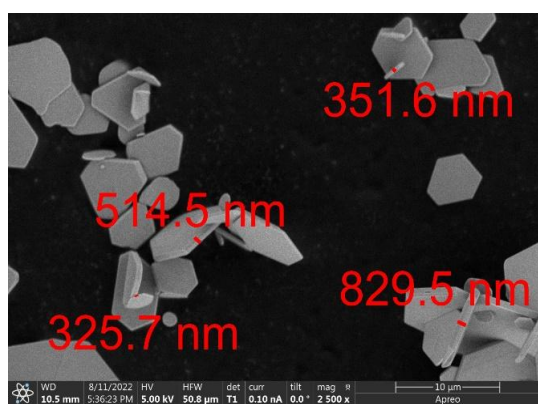
121205, Москва, Сколково, Большой бульвар, д. 30 строение 1

*E-mail: oreshonkov@iph.krasn.ru

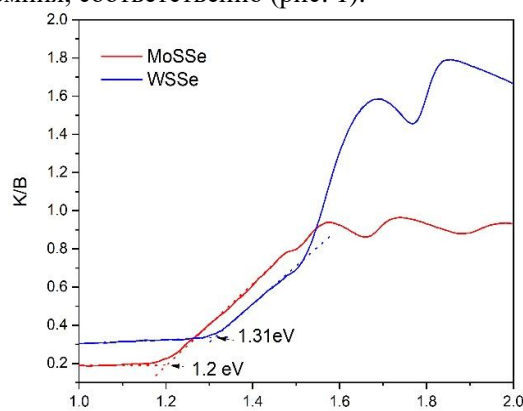
В докладе обсуждаются результаты синтеза и комплексного теоретического и экспериментального исследования наноразмерных пластин составов MoSSe и WSSe. Описание кристаллической структуры рассматриваемых соединений выполнено с использованием комбинации рентгеноструктурного анализа, метода комбинационного рассеяния света и моделирования на основе теории функционала плотности. Изучены оптические свойства и оценена эффективность использования полученных материалов для электрохимического расщепления воды с целью получения водорода.

Уменьшение размерности твердотельных полупроводниковых материалов вплоть до нанометрового масштаба, включая создание структур толщиной до одной элементарной ячейки (и даже меньше), открывает новые горизонты в современной науке и технологиях. Низкоразмерные материалы обладают уникальными физическими, химическими, электрическими и оптическими свойствами, отличающимися от свойств объемных полупроводников [1]. Благодаря повышению удельной поверхности каталитически активного материала при его расщеплении до наноразмеров – повышается его реакционная способность, вследствие увеличения числа активных атомов на поверхности [2].

В работе был выполнен синтез и комплексное исследование соединений MoSSe и WSSe. Оба состава были получены методом прямого синтеза в форме порошков, состоящих из пластинок микрометровых размеров, оптическим методом измерена их ширина запрещенной зоны. (рис. 1). Величины запрещенной зоны для MoSSe и WSSe на 0.1 и 0.2 eV больше, чем у кристаллического кремния, соответственно (рис. 1).



(а)



(б)

Рис. 1. SEM-изображение пластинок MoSSe (а),
зависимость функции Кубелки-Мунка от энергии фотона (б).

Определение полной энергии структур с различным распределением атомов, сравнение спектров комбинационного рассеяния света, полученных при помощи моделирования и экспериментального исследования, позволило установить распределение атомов халкогенов в отдельных слоях MoSSe и WSSe.

Расщепление микрометровых пластин MoSSe и WSSe до толщин в десятки нанометров производилось под действием ультразвукового облучения в растворе N-метилпирролидона. Показано, что из полученной дисперсии пластин можно получить гибкие тонкие пленки толщиной один микрометр и менее (рис. 2).

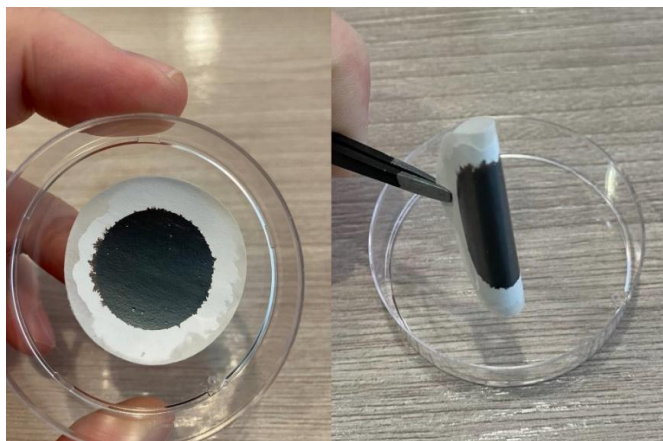


Рис. 2. Плёнка WSSe толщиной ~1 микрометр.

Исследование нанометровых пластин MoSSe при помощи ТЕМ показало наличие отдельных пластин с толщиной до одной элементарной ячейки (рис. 3).

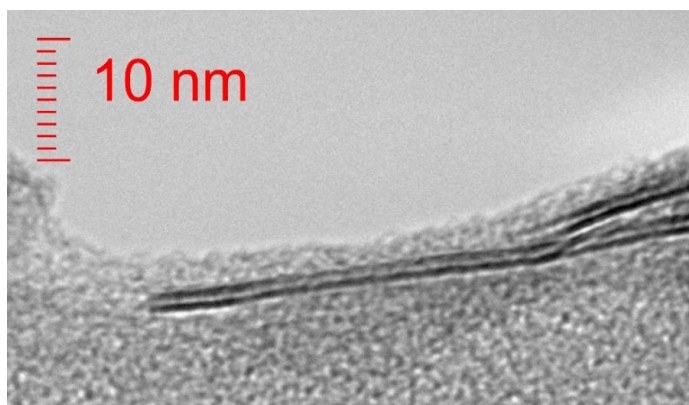


Рис. 3. ТЕМ-изображение пластины MoSSe. Плоскость пластины перпендикулярна изображению.

При подготовке электродов для электрохимического расщепления воды (получения водорода) дисперсия осаждалась на золотые электроды, совместно с полимерной электролитической мембраной. Полученные электроды показали эффективность на уровне, превосходящем аналогичные электроды на чистом MoS₂.

Исследование выполнено в рамках поддержанного проекта РФФ №21-73-20183.

Список литературы

1. B. Radisavljevic, A. Radenovic, J. Brivio, V. Giacometti, & A. Kis. Single-layer MoS₂ transistors // Nature Nanotechnology, vol. 6, pp. 147-150, 2011.
2. T.F. Jaramillo, K.P. Jørgensen, J. Bonde, et.al. Identification of active edge sites for electrochemical H₂ evolution from MoS₂ nanocatalysts // Science, vol. 317 (5834), pp. 100–102.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ $\text{CeF}_3\text{-TbF}_3\text{-YF}_3$ ДЛЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СЕНСОРИКИ

М. С. Пудовкин*, С.И. Калинин, А.С. Низамутдинов

*Казанский федеральный университет
420008, Российская Федерация, г. Казань, ул. Кремлёвская, 18
E-mail: jaz7778@list.ru

Целью данной работы было продемонстрировать применимость наночастиц $\text{Ce}_{0,5}\text{Y}_{0,5-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$ ($X = 0.001, 0.01, 0.05, 0.1$ и 0.2) для оптического измерения температуры анализируя характер затухания люминесценции.

Задачами работы являлись:

Синтез наночастиц $\text{Ce}_{0,5}\text{Y}_{0,5-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$ ($X = 0.001, 0.01, 0.05, 0.1$ и 0.2) методом со-осаждения.

Физико-химическая характеристика с использованием просвечивающей электронной микроскопии (включая построение гистограмм распределения по размерам), рентгеновской дифракции и лазерной абсорбционной спектроскопии.

Кинетическая характеристика образцов в диапазоне температур 303–523 К.

Выдвижение гипотез о механизмах температурной чувствительности спектрально-кинетических характеристик образцов.

Наночастицы $\text{Ce}_{0,5}\text{Y}_{0,5-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$ ($X = 0.001, 0.01, 0.05, 0.1$ и 0.2) были синтезированы методом со-осаждения в водном растворе цитрата аммония с применением нитратов соответствующих редкоземельных элементов и фторида аммония. Фазовый состав порошков исследовали методом порошкового рентгенофазового анализа на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 (Cu, K_α -излучение = 0,154 нм). Морфологию образцов изучали методом просвечивающей электронной микроскопии на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700 Exalens. Спектры фотоиндуцированной люминесценции наночастиц записывали с помощью портативного спектрометра EPP2000, StellarNet. Затухание люминесценции ионов Ce^{3+} и Tb^{3+} исследовалось с помощью монохроматора МДР-23 и фотоумножителя ФЭУ-87 с постоянной времени около 6 нс. Возбуждение люминесценции осуществляли импульсным УФ-лазером с длиной волны 289 нм от УФ-твердотельной системы МОРА на основе кристаллов $\text{Ce}^{3+}:\text{LiCAF}$ (длительностью импульса 7 нс и частотой следования импульсов 10 Гц).

Просвечивающая электронная микроскопия показала, что все образцы имеют средний диаметр около 20 нм. Эксперименты методом порошкового рентгенофазового анализа показали, что все образцы являются однофазными и имеют гексагональную фазу, соответствующую матрице CeF_3 . Следов других фаз не наблюдалось. Количество Tb^{3+} не влияет ни на средний размер, ни на фазовый состав образцов. При возбуждении на длине волны 289 нм (полоса поглощения $4f - 5d$ ионов Ce^{3+}) были детектированы кинетики затухания люминесценции ионов Tb^{3+} на длине волны 541 нм ($^5\text{D}_4 - ^7\text{F}_5$ излучательный переход ионов Tb^{3+}) демонстрируют слабую зависимость от концентрации ионов Tb^{3+} при комнатной температуре. Наименьшее время затухания демонстрируют наночастицы $\text{Ce}_{0,5}\text{Y}_{0,5-x}\text{Tb}_x\text{F}_3$ ($X = 0.2$), что можно объяснить концентрационным тушением. В свою очередь, эффективные времена затухания (τ_{eff}) для указанного перехода для всех образцов имеют сложную температурную зависимость в диапазоне температур 303 – 523, включая нарастающую и спадающую части (рис. 1). Мы выдвинули две гипотезы, объясняющие такую температурную зависимость τ_{eff} . Первая гипотеза связано с влиянием теплового расширения нано-материала, и, как следствие, удалении ионов Tb^{3+} друг от друга, что снижает эффективность концентрационного тушения.

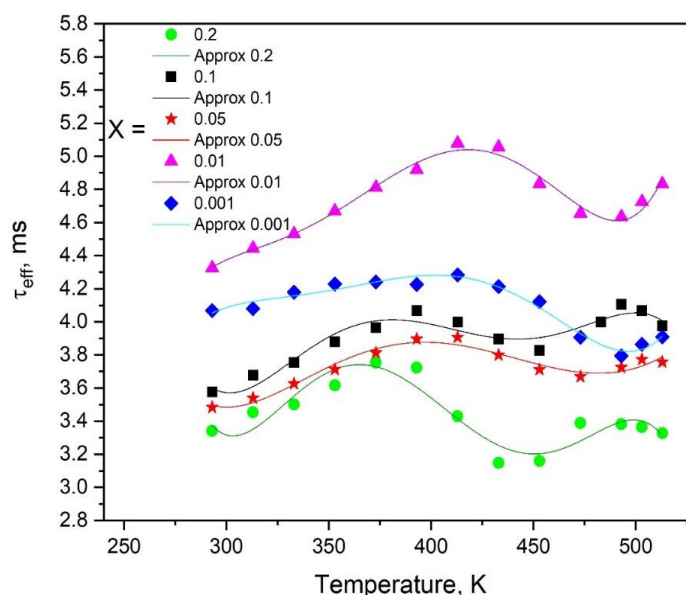


Рис.1. Эффективные времена затухания люминесценции ионов Tb^{3+} в зависимости от температуры. Детектирование производилось на длине волны 541 нм соответствующей ${}^5D_4 - {}^7F_5$ излучательному переходу ионов Tb^{3+}

Вторая гипотеза предполагает, что возбуждение ионов Tb^{3+} (акцептор) осуществляется через ион Ce^{3+} (донор), а также дефекты (центры окраски) кристаллической решетки. В случае дефектов, они «собирают» энергию возбуждения и затем заселяют ионы Tb^{3+} по средствам многофононной безызлучательной релаксации. Время жизни возбужденного состояния центров окраски уменьшается с увеличением температур в следствие увеличения эффективности безызлучательной релаксации. Таким образом, эффективность заселения возбужденных состояний ионов Tb^{3+} возрастает с повышением температуры, что приводит к увеличению времени жизни для исследуемого перехода ионов Tb^{3+} . Убывающую часть функции τ_{eff} объяснили вкладом многофононного тушения люминесценции ионов Tb^{3+} , в том числе при миграции энергии возбуждения. $Ce_{0.5}Y_{0.5-x}Tb_xF_3$ ($X = 0.001, 0.01, 0.05, 0.1$ и 0.2) показали конкурентоспособные характеристики. В частности, максимальные значения Sg находятся в диапазоне $0.2-0.6$ %/K.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (Проект FZSM-2022-0021).

РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА- БРИЛЛЮЭНА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НИОБАТА БАРИЯ СТРОНЦИЯ

А. М. Пугачев^{1*}, А.А. Соколов¹

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН
660090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Коптюга, 1
E-mail: apg@iae.nsk.su

Измерены спектры рассеяния Мандельштама – Бриллюэна в тонких пленках ниобата бария стронция. Показано, что с уменьшением толщины пленки спектральная форма пика LA моды трансформируется в соответствии с ранее предложенными моделями. Результаты подтверждены исследованиями на сканирующем электронном микроскопе и спектрам ИК отражения. В отожженных тонких пленках появляется пик, который обусловлен появлением микроскопических гранул при отжиге пленки и обуславливает уменьшение добротности на частоте в окрестности 17 ГГц.

Исследованы сегнетоэлектрические тонкие пленки ниобата бария стронция. Пленки SBN 75 осаждались на сапфировой подложке ВЧ напылением в чистом кислороде при давлении 2 Па, и температуре 950°C. Время осаждения варьировалось от 2 до 4 час. Отжиг проводился на воздухе при температуре 1150 С. Образцы были синтезированы в Санкт – Петербургском Государственном электротехническом Университете (“ЛЭТИ”). Также была исследована значительно более толстая пленка SBN50, осажденная методом ВЧ напыления на подложке Sp/ITO в Институте автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск. Спектры рассеяния Мандельштама – Бриллюэна были измерены на шестипроходном сканирующем интерферометре Фабри – Перо.

Измерены спектры рассеяния Мандельштама – Бриллюэна в тонких пленках ниобата бария стронция. Показано, что с уменьшением толщины пленки пик LA моды уширяется и появляются сателлиты в соответствии с ранее предложенными моделями [1,2]. Подгонка экспериментальных спектров согласно модели, предложенной в [1,2] позволила определить толщину пленки. Структура и толщина пленки дополнительно были исследованы на сканирующем электронном микроскопе ТМ 3000 Hitachi и по спектрам ИК отражения на ИК Фурье спектрометре Vortex 80. Результаты, полученные в результате обработки спектров Мандельштама – Бриллюэна, подтверждены исследованиями на сканирующем электронном микроскопе и измерениями периодической по частоте компоненты в спектрах ИК отражения.

В отожженных тонких пленках в спектрах рассеяния Мандельштама – Бриллюэна проявляется аномальный пик, который не может быть объяснен наличием ТА моды из-за нарушения правил отбора. Об этом свидетельствуют результаты, полученные в различных спектральных геометриях. Показано, что этот пик, обусловлен резонансным возбуждением акустических колебаний на микроскопических гранулах при отжиге пленки и обуславливает уменьшение добротности в окрестности 17 ГГц.

При проведении экспериментов использовано оборудование Центра коллективного пользования Института автоматики и электрометрии СО РАН «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред».

Исследование поддержано РФФ № 23-22 00205.

Список литературы

1. J.R. Sandercock. Structure in the Brillouin spectra of thin films // Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1735–1738.
2. A.A. Passeri, A. Di Michele, I. Neri, e.a. Size and environment: The effect of phonon localization on micro-Brillouin imaging // Biomaterials Advances, 147 (2023) 213341.

УСИЛЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ОКСИДНЫХ СТЁКЛАХ ЛОКАЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ АГРЕГАТОВ НАНОЧАСТИЦ Ag

Д. С. Рубаник^{1*}, В. В. Срабионян¹, В. А. Дурыманов¹, И. А. Викленко¹, Л. А. Авакян¹, М. П. Ветчинников², Г. Ю. Шахгильдян², В. Н. Сигаев², Л. А. Бугаев¹

¹Южный федеральный университет
344090, Российская Федерация, Ростов-на-Дону, ул. Зорге 5
*E-mail: rubanik@sfedu.ru

²Российский химико-технологический университет имени Д. И. Менделеева
125047, г. Москва, Миусская пл., Д.9

Предложен подход для анализа усиления интенсивности локального электрического поля в окрестности агрегатов плазмонных наночастиц и определения роли такого усиления в увеличении интенсивности люминесценции редкоземельных ионов. Подход применяется для описания увеличения интенсивности люминесценции в различных оксидных стёклах.

Диэлектрические матрицы, содержащие наночастицы (НЧ) серебра, активно исследуются из-за особых оптических свойств, определяющихся наличием четко выраженного локализованного поверхностного резонанса (ЛППР) [1] в видимой области спектров оптической экстинкции, который позволяет локализовать и удерживать энергию падающего света в пространстве в нанометровом масштабе и во времени в фемтосекундном масштабе. матрицы перспективны для применения в оптоэлектронике и наноплазмонике [2]. Оксидные стекла с НЧ Ag и редкоземельными (РЗ) ионами широко исследуются в настоящее время для установления наиболее эффективных условий, обеспечивающих максимальное усиление интенсивности люминесценции РЗИ. Различные исследования механизмов влияния наночастиц серебра на характеристики люминесценции РЗ ионов выявили преобладающий эффект усиления интенсивности локального электрического поля (ЛЭП), вызванный их ЛППР, при условии, если РЗ ионы расположены вблизи наночастиц [3].

В настоящей работе предложен подход, позволяющий получить среднее усиление интенсивности ЛЭП на один РЗ ион. В основе подхода рассчитываются распределения по пространству интенсивности ЛЭП в окрестности агрегатов НЧ в разных диэлектрических матрицах, построенных на основе анализа соответствующих ТЕМ-изображений [4–6]. Методика анализа рассчитанных пространственных распределений ЛЭП позволяет получать как одномерные зависимости среднего усиления ЛЭП от расстояния до поверхности ближайшей частицы в агрегате, так и количественно охарактеризовать его для каждой из возможных структурных конфигураций локальной системы “Плазмонные НЧ - РЗ ионы” с использованием среднего усиления ЛЭП на один редкоземельный ион, расположенный в окрестности агрегата. Представлены результаты расчетов усиления интенсивности ЛЭП в зависимости от длины волны возбуждения: показано, что при использовании возбуждающего излучения, близкого к резонансным длинам волн агрегатов НЧ Ag, усиления интенсивности ЛЭП значительно увеличиваются. Предлагается способ оценки усиления спектров люминесценции на основе расчетов усиления интенсивности ЛЭП.

Выявлено, что при отсутствии нанокластеров серебра (~1-2 нм) в оксидных стеклах, предлагаемый подход позволяет с хорошей точностью оценить усиление интенсивности люминесценции на основе рассчитанного усиления интенсивности ЛЭП. Полученная информация используется для формулировки рекомендаций по экспериментальному созданию наиболее эффективных лазерных сред, включая рекомендации о том, какой тип наночастиц предпочтительнее, их оптимальный средний размер и расстояния между частицами, степень агломерации и внутренняя структура для биметаллических частиц. Обсуждаются преимущества и ограничения различных экспериментальных подходов для практической реализации таких рекомендаций.

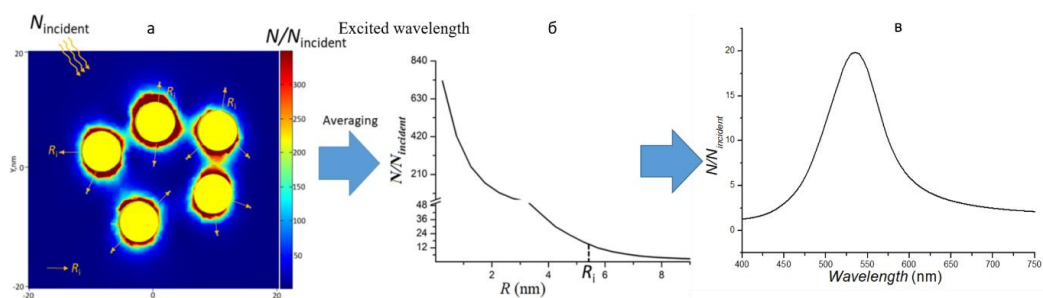


Рис. 2. Представление распределения интенсивности ЛЭП в окрестности агрегата НЧ серебра в виде «сечения плоскостью» (а) и с помощью усредненной зависимости усиления ЛЭП в виде $N/N_0(R)$, где R - расстояние от поверхности каждой частицы до мест возможного нахождения гипотетического иона РЗИ (б) и распределение среднего усиления интенсивности ЛЭП в зависимости от длины падающего излучения (в).

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 23-12-00102.

Список литературы

1. Stockman M.I. Nanoplasmonics: past, present, and glimpse into future // Opt. Express. 2011. Т. 19, № 22. С. 22029.
2. Barnes W.L., Dereux A., Ebbesen T.W. Surface plasmon subwavelength optics // Nature. 2003. Т. 424, № 6950. С. 824–830.
3. Zhang W. и др. Radiative transition, local field enhancement and energy transfer microcosmic mechanism of tellurite glasses containing Er³⁺, Yb³⁺ ions and Ag nanoparticles // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2015. Т. 159. С. 39–52.
4. Martínez Gámez M.A. и др. Fluorescence properties of Yb³⁺-Er³⁺ co-doped phosphate glasses containing silver nanoparticles // Methods Appl. Fluoresc. 2018. Т. 6, № 2.
5. Fares H. и др. Surface plasmon resonance induced Er³⁺ photoluminescence enhancement in tellurite glass // J. Appl. Phys. 2015. Т. 117, № 19.
6. Reza Dousti M. и др. Effect of AgCl on spectroscopic properties of erbium doped zinc tellurite glass // J. Mol. Struct. 2013. Т. 1035.

КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ 1D РЕШЕТКИ МИКРОПОР, СОДЕРЖАЩИХ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ

А. Е. Рыбалка^{1*}, В. В. Румянцев¹, С. А. Федоров¹, О. А. Гладилин¹

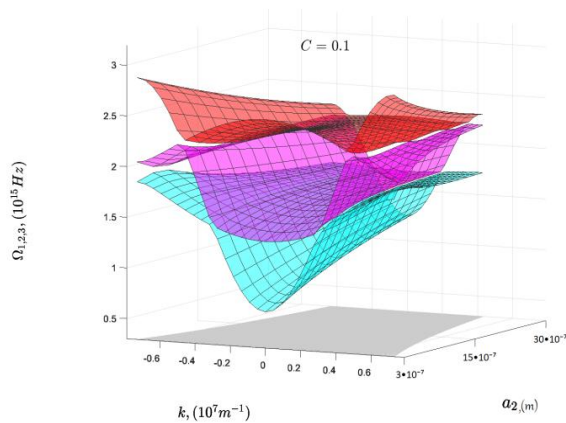
¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина
283048, Российская Федерация, Донецк, ул. Р. Люксембург, д. 72
*E-mail: rybalka96@inbox.ru

Рассмотрены особенности размерного квантования энергетического спектра неидеальной фотонной наноструктуры - 1D массива микропор, содержащих квантовые точки.

В связи с появлением нанотехнологий и расширением возможностей их использования возрос интерес к изучению размерных эффектов. Поскольку современные оптоэлектронные устройства используют различные приложения фотоники, от сбора света нанофотонными волноводами до квантовой обработки информации, изучение проявления квантово-размерного эффекта (КРЭ) в нанокристаллических фотонных системах с использованием тонких пленок и многослойных систем, а также пористых структур и квантовых точек, имеет особую актуальность. КРЭ связан с дискретизацией (квантованием) энергии соответствующих квазичастиц (например, поляритонов) и/или носителей заряда и отражает изменение термодинамических и кинетических свойств кристалла, проявляющееся, если хотя бы один из его геометрических размеров становится соизмеримым с длиной волны де Бройля.

В этой работе рассматривается эффект размерного квантования энергетического спектра нанобъекта на примере несовершенной фотонной решетки - 1D массива микропор, содержащих квантовые точки (КТ). Получен спектр квазичастичных (поляритонных) возбуждений в двухподрешеточной 1D-цепочке микропор (резонаторов) с переменным периодом, содержащих КТ одинакового класса в одной из подрешеток. В качестве иллюстрации КРЭ показана зависимость ширины зоны наименьшей запрещенной энергии в поляритонном спектре от величины расстояний между порами и концентрации структурных дефектов.

Исходя из развитых авторами ранее представлений [1,2] о поляритонных структурах, в работе рассмотрены квантово-размерные особенности дисперсии поляритонных возбуждений в неидеальной двухподрешеточной 1D структуре наноразмерных пор, содержащих в первой подрешетке КТ. В данном случае реализуется сильная связь квантовых возмущений (экситонов) атомарной подсистемы (массива КТ) и фотонной подсистемы (электромагнитного поля, локализованного в туннельно связанных микропорах-резонаторах неидеальной решетки микропор). Следуя общей модели [1,2] предполагаем, что плотность возбужденных состояний структурных элементов в фотонной и атомарной подсистемах невелика. Поэтому в гамильтониане, можно сохранить лишь описывающий элементарные возбуждения квадратичный член. В рамках приближения виртуального кристалла [1,3], в модели [1,2] и приближения Гайтлера-Лондона [4] получены поверхности, отражающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{1,2,3}(k, C, a_2)$ исследуемых коллективных возбуждений (поляритонов) в неидеальной решетке микропор, содержащих КТ одного сорта в первой подрешетке с вариацией расстояний между порами a_1 , во второй подрешетке величина расстояний a_2 остается неизменной (рис. 1.).



И

Рис. 1. Дисперсионные поверхности $\Omega_{1,2,3}(k, C, a_2)$ при $C = 0,1$

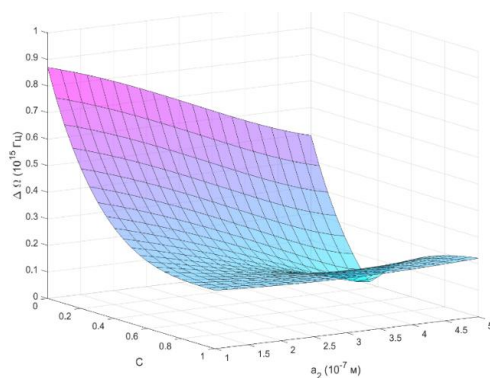


Рис. 2. Зависимость ширины нижней запрещенной энергетической зоны в поляритонном спектре от величины a_2 и концентрации C дефектов структуры (случайно изменяющейся величины a_1)

Анализ графика на рис. 2 показывает, что ширина запрещенной энергетической зоны в поляритонном спектре исследуемой системы зависит от концентрации C структурных дефектов (случайно изменяющейся величины a_1), а также от расстояния a_2 , причем, с ростом a_2 ширина запрещенной энергетической зоны - уменьшается то есть подтверждается наличие КРЭ.

Список литературы

1. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, A.Ye. Rybalka. Modeling of nanometer scale physical objects // Phys Sci & Biophys J., vol. 7(1). pp. 000242, 2023
2. V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, A.Ye. Rybalka. Features of light-matter coupling in non-ideal lattice of coupled microcavities containing quantum dots // Condensed Matter, vol. 8(2), pp. 41, 2023
3. Дж. Займан. Модели беспорядка / М.: Мир. 592 с., 1982.
4. В.М. Агранович. Теория экситонов / М. Наука, 382 с., 1968.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ ВИСМУТА В ГАЗЕ НА СОСТАВ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУЧАЕМЫХ НАНОЧАСТИЦ

Е. С. Савельев*, А. Г. Голубовская, В. А. Светличный

¹Томский Государственный Университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: Savelyev.e.s@ya.ru

В работе рассмотрен синтез нанопорошков Bi_2O_3 методом импульсной лазерной абляции металлического висмута в воздушной среде при атмосферном давлении и разных значениях плотности мощности лазерного излучения. Рассчитана зависимость температуры плазмы от плотности мощности лазерного излучения. Рассмотрена зависимость состава синтезированных нанопорошков от плотности лазерного излучения, а также проведена оценка фотокаталитической активности в реакции разложения Родамина Б. Для получения оксидных наночастиц Bi_2O_3 при меньших значениях плотности мощности был проведен эксперимент с дополнительным озонированием воздуха во время синтеза.

Лазерная абляция объемных мишеней в жидкости (PLAL), благодаря своей универсальности и простоте, стала одним из популярных методов синтеза наночастиц. Несмотря на все преимущества, данный метод не лишен недостатков, в основном связанных с многообразием физико-химических реакций уже образованных наночастиц с растворителем как во время синтеза, так и при сушке коллоида для получения порошков. Альтернативным методом получения нанопорошков стала импульсная лазерная абляция в газах (PLAG). Разновидностью PLAG в газовой среде является абляция в атмосферном воздухе при атмосферном давлении. Согласно различным исследованиям, метод хорошо подходит для синтеза ряда оксидных наночастиц, широко применяемых в катализе [1]. Еще одним важным преимуществам абляции в газовых средах является возможность регистрации излучения, испускаемого плазменным факелом непосредственно во время синтеза. Анализ полученной спектроскопической информации позволяет определить ионный состав и температуру лазерно-индуцированной плазмы, что помогает лучше понимать и контролировать процессы, протекающие в реакторе и влияя на состав и свойства получаемых наночастиц [2].

В данной работе, импульсной лазерной абляцией металлического Bi в воздухе, были синтезированы нанопорошки оксида висмута Bi_2O_3 , при начальных значениях плотности мощности лазерного излучения от 150 до 1200 $\text{МВт}/\text{см}^2$. Схема установки приведена в [3]. Полученные во время синтеза спектры позволили оценить ионный состав плазмы (рис 1а), а также рассчитать ее температуру для различных значений плотности мощности лазерного излучения (рис 1б).

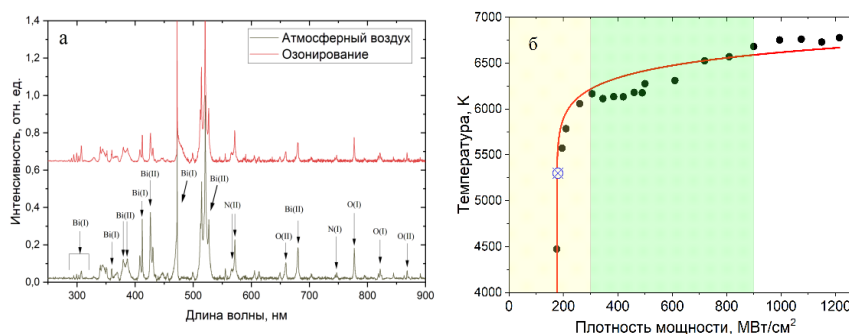


Рис. 2. Эмиссионные спектры лазерно-индуцированной плазмы при плотности мощности 400 $\text{МВт}/\text{см}^2$ (а), зависимость температуры плазмы от плотности мощности лазерного излучения (б).

Согласно полученным данным, начиная от порога абляции $\sim 180 \text{МВт}/\text{см}^2$ до $\sim 250 \text{МВт}/\text{см}^2$ температура резко увеличивается с 4500 К до 6200 К. При дальнейшем повышении плотности мощности скорость роста температуры уменьшается достигает

значений ~ 6700 К при $900-1000$ МВт/см², после чего увеличение плотности мощности перестает влиять на температуру плазмы. Для образцов, полученных на плотности мощности ~ 400 МВт/см² расчет температуры проводился не только в начале процесса абляции, но и на протяжении всего синтеза, длительность которого составляет 8 ч. Начальная температура плазмы при такой плотности мощности лазерного излучения составляет более 6000 К, однако, через 20-25 минут, когда условия в реакторе стабилизируются температура плазмы, падает до ~ 5300 К. Исходя из данных представленных на рис. 1 такой температуре плазмы при абляции металлического висмута в воздухе соответствует плотность мощности ~ 190 МВт/см² (синий указатель рис. 1б). Причиной уменьшения плотности мощности во время синтеза является образование устойчивого облака наночастиц внутри реактора, которое способствует рассеянию и дефокусировке лазерного пучка.

Анализ состава синтезированных нанопорошков Bi_2O_3 методом рентгенофазового анализа показал, что в образце, полученном при плотности мощности 150 МВт/см² присутствует до 5 wt.% фазы металлического висмута. При повышении плотности мощности до 200 МВт/см² содержание металлической фазы сокращается в 2.5 раза. В образцах, синтезированных при плотностях мощности более 450 МВт/см² металлическая фаза не была обнаружена, но данные FT-IR и Raman спектроскопии, говорят о наличии на поверхности NO_3^- групп, концентрация которых увеличивается вместе с увеличением плотности мощности лазерного излучения во время синтеза.

В целях получения наночастиц Bi_2O_3 без примеси металлической фазы, при более низких плотностях мощности лазерного излучения, был проведен синтез наночастиц на плотности мощности лазерного излучения ~ 400 МВт/см² с дополнительным озонированием поступающего в реактор воздуха. Спектры лазерно-индуцированной плазмы показали, что ионный состав плазмы с дополнительным озонированием и без него идентичен (рис 1а). Основными частицами в плазменном факеле для обоих газовых сред являются возбужденные атомы и ионы висмута Bi(I) и Bi(II) , а так же атомы и ионы основных компонент атмосферного воздуха азота N(I) , N(II) и кислорода O(I) , O(II) . Тем не менее, содержание металлической фазы в порошках значительно уменьшается, а содержание NO_3^- групп возрастает.

Оценка фотокаталитической активности синтезированных нанопорошков Bi_2O_3 была проведена в реакции разложения Родамина Б. Порошки полученные при больших значениях плотности мощности показали более высокие константы скорости реакции, что вероятно связано с уменьшением доли металлического висмута, а также с увеличением площади удельной поверхности частиц. При этом константа скорости реакции разложения Родамина Б для образца, полученного при 400 МВт/см² и дополнительном озонировании сравнима с показателями образцов, полученных при плотностях мощности 1200 МВт/см² в атмосферном воздухе, что можно связать с большей эффективностью окисления наночастиц при синтезе благодаря наличию озона.

Исследование поддержано программой развития Томского Государственного Университета “Приоритет 2030”.

Список литературы

1. Lin, Z.; Shen, S.; Wang, Z.; Zhong, W. Laser Ablation in Air and Its Application in Catalytic Water Splitting and Li-Ion Battery // *iScience*, vol. 24, 102469 p., 2021.
2. S. Irimiciuc, J. More-Chevalier, S. Chertpalov, L. Fekete, et.al. In-Situ Plasma Monitoring by Optical Emission Spectroscopy during Pulsed Laser Deposition of Doped Lu_2O_3 , // *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol.127, pp. 1–9, 2021.
3. E.A. Gavrilenko, D.A. Goncharova, I.N. Lapin, et.al. Comparative study of physico-chemical and antibacterial properties of ZnO nanoparticles prepared by laser ablation of Zn target in water and air // *Materials*, vol. 12 (1), pp. 186, 2019

ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛЬВАТОХРОМИЗМА КУРКУМИНОИДОВ ДИФТОРИДА БОРА В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

А. И. Щёлоков^{1*}, А. А. Хребтов^{1,2}, А. Г. Мирочник², Е. В. Федоренко²

¹Дальневосточный федеральный университет
690922, Российская Федерация, Владивосток, о. Русский, п. Аякс 10

*E-mail: shchelokov.ai@dvfu.ru

²Институт химии ДВО РАН
690922, Российская Федерация, Владивосток, просп. 100-летия Владивостока, 159

Получены полимерные люминесцентные композиции, допированные куркуминоидами дифторида бора. Исследовано влияние полимерной матрицы на спектральные свойства пленок. Установлено, что пленки, допированные люминофорами с алкильными заместителями, не проявляют сольватохромизма. Композиции, допированные люминофором с метокси-группой в фенильном кольце, проявляют положительный сольватохромизм.

Полимерные люминесцентные материалы находят все больше применений в фотонике, светотехнике и медицине. В качестве люминофоров для таких материалов используют органические флуоресцентные красители, например такие, как β -дикетонаты дифторида бора. В последнее время внимание исследователей привлекает подкласс β -дикетонатов – куркуминоиды, основными преимуществами которых являются высокие квантовые выходы [1] и биосовместимость [2]. Свойства куркуминоидов подробно исследованы в растворах и кристаллах [3,4]. Полимеры, допированные куркуминоидами – это потенциально новые оптические материалы для науки и техники.

Целью работы является исследование влияния полярности полимерной матрицы на спектральные свойства полимерных люминесцентных композиций (ПЛК), допированных куркуминоидами дифторида бора при концентрации 0,01 %. В качестве полимерных матриц использованы поликарбонат (ПК) и полистирол (ПС), различающиеся значениями диэлектрической проницаемости. В качестве люминофоров использованы куркуминоиды дифторида бора, различающиеся заместителем в фенильном кольце (Рис. 1).

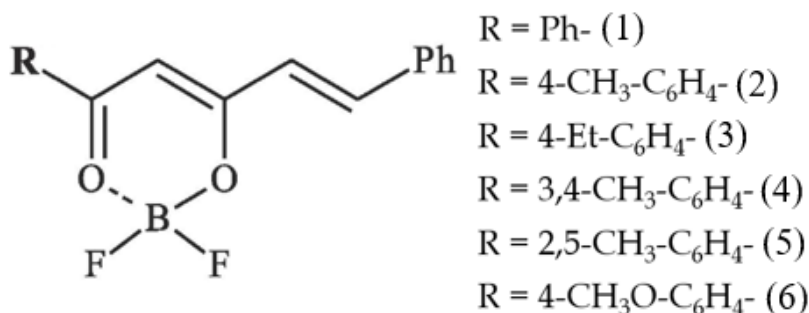


Рис. 1. Общая структура исследуемых куркуминоидов дифторида бора

Спектроскопическое исследование ПЛК, допированных **1-5**, не выявило значительных различий в положениях максимумов спектров поглощения, возбуждения люминесценции и люминесценции при изменении полимерной матрицы (см. Таблицу 1). Максимальная разница между пиками возбуждения люминесценции и люминесценции ПЛК на основе ПС и ПК составляет 3 нм. При этом для ПЛК, допированных **6**, наблюдается батохромное смещение максимумов люминесценции при переходе от неполярного ПС к полярному ПК (см. Таблицу 1), что объясняется положительным сольватохромным эффектом. Известно, что для метокси-производных β -дикетонатов характерен положительный сольватохромизм вследствие внутримолекулярного переноса заряда (ВПЗ), вызванного сильным разделением зарядов между донорной (метокси-группа) и

акцепторной (BF₂) частями молекулы [3]. Полярное возбужденное состояние **6** стабилизируется в полярной полимерной матрице, что уменьшает энергетическую разницу S₁→S₀ перехода и приводит к батохромному смещению. Для куркуминоидов **1-5** с алкильными заместителями влияние ВПЗ происходит в меньшей степени вследствие более слабого электронодонорного эффекта заместителей, что приводит к отсутствию сольватохромизма. Кроме того, в отличие от растворов люминофоров, для ПЛК разница в полярности полимерных матриц, которую можно оценить по диэлектрической проницаемости, достаточно мала (18,5 для ацетона и тетрахлорметана и 0,2-0,3 для ПК и ПС [5]), что не позволяет выявить сольватохромный эффект в исследованных ПЛК.

Таблица 1

Максимумы поглощения, возбуждения люминесценции и люминесценции ПЛК, допированных **1а-6а**, при концентрации люминофора 0,01 %

| Люминофор | Матрица | $\lambda_{\text{погл}}$, нм | $\lambda_{\text{возб}}$, нм | $\lambda_{\text{люм}}$, нм |
|-----------|---------|------------------------------|------------------------------|-----------------------------|
| 1 | ПС | 398 | 419 | 457 |
| | ПК | 395 | 420 | 459 |
| 2 | ПС | 402 | 422 | 463 |
| | ПК | 404 | 423 | 462 |
| 3 | ПС | 401 | 422 | 463 |
| | ПК | 401 | 424 | 462 |
| 4 | ПС | 404 | 428 | 463 |
| | ПК | 404 | 425 | 465 |
| 5 | ПС | 397 | 419 | 458 |
| | ПК | 397 | 418 | 458 |
| 6 | ПС | 398 | 381 | 421 |
| | ПК | 398 | 383 | 433 |

Исследование поддержано РФФ № 23-23-00461.

Список литературы

1. Mohammed F., Rashid-Doubell F., Cassidy S., Henari F. A comparative study of the spectral, fluorometric properties and photostability of natural curcumin, iron- and boron-complexed curcumin // Spectrochim. Acta, Part A, vol. 183, p. 439-450, 2017.
2. Kerr C., DeRossa C., Daly M., et. al. Luminescent Difluoroboron β -Diketonate PLA-PEG Nanoparticle // Biomacromolecules. American Chemical Society, vol. 18, № 2, p. 551–561, 2017.
3. Mirochnik A.G., Puzyrkov Z. N., Fedorenko E. V., et. al. / Fluorescent boron difluoride curcuminoides as perspective materials for bio-visualization // Spectrochim. Acta, Part A, vol. 291, p. 122319, 2023.
4. Stefan B., Pozgan F., Kim E., et. al. Ethynylene-analogues of hemicurcuminoids: Synthesis and ground- and excited properties of their boron difluoride complexes // Dyes and Pigments, vol. 141, p. 38–47, 2017.
5. Никольский Б. П., Рабинович В. А. Справочник химика. Том 1. Общие сведения строения вещества, свойства важнейших веществ лабораторного техника. М.: Химия, Москва-Ленинград, 1966, 945 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОКСИДА БОРА МЕТОДАМИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ И КРС

Л. А. Акашев¹, Ю. В. Корх², Н. А. Попов^{1*}, Т.В. Кузнецова², А.В. Конюкова¹, В.Г. Шевченко¹

¹Институт химии твердого тела УрО РАН
620108, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Первомайская, д. 91
*E-mail: n168@mail.ru

²Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН
620108, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, д. 18

В данной работе использованы оптические методы: спектроскопия комбинационного рассеяния (КРС) и спектральная эллипсометрия для исследования процесса восстановления оксида бора на поверхности алюминия, а также получения наноразмерной пленки бора. По данным КРС на спектрах данных образцов обнаружены рамановские пики соответствующие колебаниям β -ромбоэдрического бора (β -В). Методом спектральной эллипсометрии определены оптические постоянные и толщина наноразмерной пленки бора в диапазоне спектра от 516 нм до 1000 нм. Методом Тауца определена оптическая ширина запрещенной зоны наноразмерной пленки бора.

Оптические методы: спектроскопия комбинационного рассеяния (КРС) и спектральная эллипсометрия использованы для исследования процесса восстановления оксида бора на поверхности алюминия, а также получения наноразмерной пленки бора.

Для получения спектров КРС применяли Рамановский микроскоп Confotec MR200 (SOL Instruments), длина волны возбуждающего излучения 532 нм. Эллипсометрические исследования проводили на спектральном автоматическом эллипсометре SPEL-7LED, (Россия, г.Фрязино) в спектральном диапазоне от 516 нм до 1000 нм. На полированную зеркальную поверхность алюминия методом вакуумного термического испарения на установке ВУП-5М напыляли пленку оксида бора B_2O_3 , толщина пленки 430 нм. Затем образцы отжигали в среде аргона (давление $P=1.8$ атм.) при температуре $630^\circ C$ один час. При температуре $480^\circ C$ оксид бора расплавился и при дальнейшем нагреве, на поверхности алюминия произошла реакция восстановления оксида бора алюминием. После отжига на поверхности алюминия остались две пленки, по эллипсометрическим данным, нижняя – оксид алюминия, верхняя – бор, толщины пленок 13 нм. Используя спектры оптических постоянных бора, полученные на эллипсометре, по формуле Тауца (1) была определена оптическая ширина запрещенной зоны E_g наноразмерной пленки бора:

$$(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - E_g); \quad (1)$$

где $\alpha = 4\pi k/\lambda$ – истинный коэффициент поглощения, $h\nu$ – энергия фотонов, E_g – ширина запрещенной зоны, A – константа. Оптическая ширина запрещенной зоны наноразмерной пленки бора оказалась равной $E_g = 1.44$ эВ. Согласно литературным данным, ширина запрещенной зоны массивного бора $E_g = 1.5-1.56$ эВ. На рис. 1 представлены спектры КРС, детектированные на поверхности образца (подложка-массивный алюминий).

По данным спектроскопии комбинационного рассеяния (КРС) на спектрах данного образца присутствуют рамановские пики на частотах 186, 349, 532, 570, 995, 1098, 1210 cm^{-1} , которые, по данным литературы [1] соответствуют колебаниям β -ромбоэдрического бора (β -В), а также пики углерода на частотах 1350 и 1615 cm^{-1} , которые детектируются и на спектре алюминиевой подложки, при этом, по сравнению с подложкой, в некоторых точках поверхности покрытия пик 1350 cm^{-1} становится резко суженным и высокоинтенсивным, что указывает на более высокую степень упорядоченности углерода.

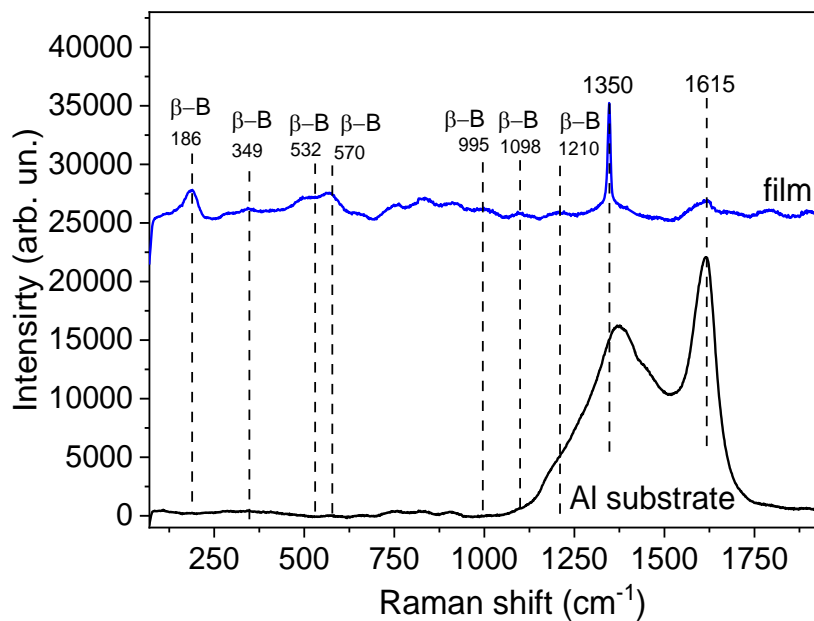


Рис. 1. Спектры КРС, детектированные на поверхности образца (подложка – массивный алюминий)

Таким образом, используя два оптических спектральных метода удалось исследовать гетерогенную химическую реакцию восстановления оксида бора алюминием, алюмотермию.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием Института химии твердого тела и планами НИР в сфере фундаментальных научных исследований, шифр темы FUWF-2024-0012

Список литературы

1. H. Werheit, V. Filipov, U. Kuhlmann et.al. Raman effect in icosahedral boron-rich solids // Adv. Mater., V.11., P.023001, 2010.

СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НАНОТРУБОК ДИОКСИДА ГАФНИЯ

А. О. Шилов^{1*}, Т. Е. Медведев¹, К. Жусупов^{1,2}, А. С. Вохминцев¹, И. А. Вайнштейн¹

¹Уральский федеральный университет, НОЦ НАНОТЕХ
620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19

²Рудненский индустриальный университет
111500, Казахстан, Рудный, ул. 50 лет Октября, д. 38

*E-mail: ao.shilov@urfu.ru

В работе исследованы особенности собственной фотолюминесценции нанотубулярных массивов диоксида гафния с аморфной и моноклинной кристаллической структурой в температурном диапазоне 10–300 К. Показано, что наблюдаемая эмиссия 2.27–2.40 эВ обусловлена кислородными вакансиями в различных конфигурационных и зарядовых состояниях. Проведен анализ кинетики затухания ФЛ в миллисекундном диапазоне.

Нанотрубки диоксида гафния обладают уникальным сочетанием физико-химических свойств, включающих химическую и термическую стабильность, радиационную стойкость и повышенную концентрацию оптически-активных центров, обусловленных морфологическими особенностями наноструктур [1]. Для исследования роли дефектов в процессах перераспределения заряда необходимо выяснить закономерности формирования энергетической структуры. В настоящей работе исследуются спектральные и кинетические особенности фотолюминесценции (ФЛ) нанотрубок диоксида гафния с аморфной и моноклинной кристаллической структурой в широком температурном диапазоне.

Образцы нанотубулярного HfO_2 с аморфной структурой были получены методом электрохимического окисления гафниевого фольги в потенциостатическом режиме. Для получения образцов с моноклинной кристаллической симметрией производился отжиг нанотрубок при температуре 700°C в течение 2 часов. Регистрация спектров ФЛ проводилась с использованием спектрометра Andor Shamrock SR-303i-B. Для исследования влияния температуры на спектральные параметры ФЛ образцы помещались в гелиевый криостат Janis CCS 100/204N. Исследование кинетики затухания ФЛ в миллисекундном диапазоне проводилось при помощи спектрометра Perkin Elmer LS55 [2].

Показано, что при комнатной температуре под воздействием УФ-возбуждения в исходных образцах наблюдается широкая полоса свечения гауссовой формы с максимумом в 2.27 эВ, а для нанотрубок HfO_2 , подвергнутых отжигу, в 2.40 эВ. Установлено, что указанная люминесценция обусловлена процессами с участием кислородных вакансий в различных конфигурационных и зарядовых состояниях. Охлаждение до 10 К практически не оказывает влияния на форму спектров ФЛ исследуемых образцов, однако, наблюдается длинноволновое смещение максимума полосы свечения. На основе полученных данных были проанализированы параметры температурного тушения ФЛ.

Анализ кинетики ФЛ показал, что кривые затухания удовлетворительно описываются суперпозицией трёх экспоненциальных зависимостей. Для аморфных нанотрубок характерные времена жизни ФЛ при комнатной температуре составляют $\tau_1=0.191$, $\tau_2=1.56$, $\tau_3=11.5$ мс, для моноклинных нанотрубок – $\tau_1=0.056$, $\tau_2=0.29$, $\tau_3=2.12$ мс. Механизмы наблюдаемых люминесцентных процессов обсуждаются с учетом независимых экспериментальных данных.

Исследование выполнено при поддержке гранта № 23-22-00310 Российского научного фонда, <https://rscf.ru/project/23-22-00310>.

Список литературы

1. A.O. Shilov, S.S. Savchenko, A.S. Vokhmintsev, et al., Thermal quenching of self-trapped exciton luminescence in nanostructured hafnia // *J. Lumin.*, 247, 118908, 2022.
2. A.O. Shilov, R.V. Kamalov, M.S. Karabanalov, et al., Luminescence in Anion-Deficient Hafnia Nanotubes // *Nanomaterials*, 13(24), 1-14, 2023.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ РЕШЁТОЧНЫЙ РЕЗОНАНС В РЕШЁТКАХ ИЗ ДИСКОВ ГЕРМАНИЯ В СЛОЕ ОКСИДА ИНДИЙ-ОЛОВА

А.А. Шкляев^{1,2*}, Д.Е. Уткин^{1,2}, А.А. Гребенщикова²

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090

*E-mail: Shklyaev@isp.nsc.ru

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

Изготовлены решётки из дисков германия субмикронного размера в слое ИТО на стеклянной подложке. Измерены спектры отражения и пропускания и определены спектры поглощения, которые показывают наличие спектров коллективного решёточного резонанса. В эти резонансы вовлекается около 20% падающего света, который после взаимодействия с решёткой распространяется вдоль поверхностных слоёв подложки. Эта часть света может увеличить эффективность тонкоплёночных фотоэлектронных преобразователей.

Покрытия из диэлектрических частиц субволнового размера обладают хорошими антиотражающими свойствами [1]. Более того, они изменяют направление проходящего света, направляя его вдоль поверхностных слоёв подложки или под малыми углами к ней [2,3]. Это происходит за счёт интерференции падающего света с магнитными и электрическими резонансами, возбуждаемыми в диэлектрических частицах и называемыми резонансами Ми. Когда частицы имеют одинаковый размер и расположены в упорядоченную решётку, то в ней возбуждаются поверхностные решёточные резонансы (ПРР), называемые аномалиями Рэля-Вуда. ПРР хорошо изучены для решёток из металлических частиц, резонансы в которых связаны с поверхностными плазмонными возбуждениями. ПРР, обусловленные резонансами Ми, изучены значительно меньше [4]. Нами изготовлены решётки из дисков германия в слое оксида индий-олова на стеклянной подложке. Варьируемым параметром было расстояние между дисками при одинаковых размерах самих дисков германия с диаметром около 250 нм, то есть варьировался только период решётки. Были измерены спектры отражения (R) и пропускания (T) и рассчитаны спектры поглощения (A) по формуле $A = (1-R-T)/(1-R)$, которая представляет поглощение образцом без вклада от отражения. На Рис. 1 приведён спектр поглощения образца с периодом около 400 нм. Он содержит два пика. Зависимость спектрального положения этих пиков от периода решётки показала, что они обусловлены ПРР, вызванными аномалиями Рэля-Вуда.

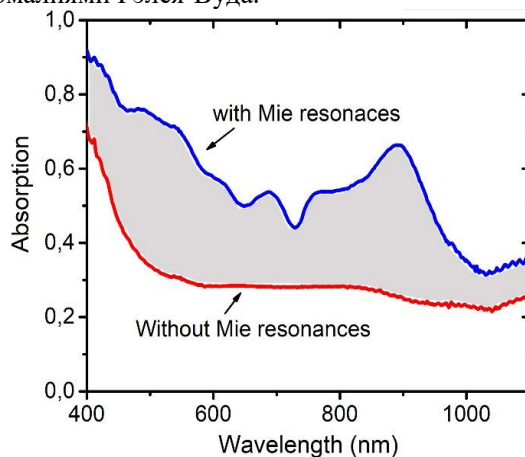


Рис. 1. Спектры поглощения света образцов с покрытиями, содержащими резонансы Ми и без них.

Отметим, что традиционные покрытия в виде диэлектрических плёнок и текстурированных слоёв практически не изменяют направление проходящего излучения. По мере уменьшения толщины активных слоёв фотоэлектронных преобразователей появляется потребность в покрытиях, которые не только являются антиотражающими, но

направляют излучения вдоль поверхностных функциональных слоёв. Полученные результаты свидетельствуют о том, что значительная часть падающего света после взаимодействия с решёткой диэлектрических частиц изменяет направление своего распространения, так как доля рассеянного света, создающего ПРР распространяется исключительно вдоль поверхностных слоёв подложки.

Работа финансово поддерживается Российским научным фондом, грант 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>. Авторы выражают благодарность Центрам коллективного пользования «НАНОСТРУКТУРЫ» Института физики полупроводников им. Ржанова СО РАН и «ВТАН» (АТИЦ) Физического факультета НГУ за предоставление технологического и измерительного оборудования.

Список литературы

1. D.E. Utkin, K.V. Anikin, S.L. Veber, A.A. Shklyayev. Dependence of light reflection of germanium Mie nanoresonators on their aspect ratio // *Optical Materials*, vol. 109, art. no 110466, 2020.
2. A.A. Shklyayev, D.E. Utkin, A.V. Tsarev, A.V. Latyshev. Effect of Mie resonances in coatings consisting of dielectric particles on the light propagation in substrate surface layers // *Opt. Mater.*, vol. 143, art. no 114171, 2023.
3. A.A. Shklyayev, D.E. Utkin, Z. Zheng, A.V. Tsarev. Redirecting incident light with Mie resonance-based coatings // *Photonics*, vol. 10, art. no 1286, 2023.
4. V.I. Zakomirnyi, A.E. Ershov, V.S. Gerasimov, et.al. Collective lattice resonances in arrays of dielectric nanoparticles: a matter of size // *Opt. Lett.*, vol. 44, pp. 5743–5746, 2019.

СИНТЕЗ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОПИРОВАННЫХ СЕРЕБРОМ И ВИСМУТОМ ГАЛОИДНЫХ ПЕРОВСКИТОВ CsPbBr₃

А. В. Шурухина^{1*}, Д. А. Жаровов¹, И. В. Колесников², А.В. Рудакова¹, А.В. Емелин¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Лаборатория «Фотоактивные наноконформативные материалы», Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: a.shurukhina@spbu.ru

²РЦ "Оптические и лазерные методы исследования вещества", Санкт-Петербургский государственный университет

Синтезированы допированные висмутом и серебром галоидные перовскиты CsPbBr₃.

Изучено влияние допирования на люминесцентные свойства новых материалов, в том числе, на фотостимулирование дефектообразования.

Ключевые слова: галоидные перовскиты, гетеровалентное допирование, фотостимулированное дефектообразование, спектры диффузного отражения.

Металлогалогенидные перовскитные материалы вызывают большой интерес в научном и техническом плане благодаря высоким коэффициентам оптического поглощения и высокой эффективности (более 25.2%) [1], длительному сроку службы носителей, высокой подвижности электронов и дырок в такой матрице и устойчивости к дефектам, а также регулируемой ширине запрещенной зоны [2]. Это делает перовскиты CsPbBr₃ пригодными для tandemных солнечных элементов, светодиодов, лазеров, фотодетекторов, детекторов рентгеновского излучения и гамма-детекторов [3]. Допирование, в том числе, перовскитов, является одним из способов улучшения оптических свойств материалов [4], что было проделано в данной работе на примере замены ионов Pb²⁺ на ионы Ag⁺ и Bi³⁺ в галоидном перовските CsPbBr₃, также был изучен процесс фотостимулированного дефектообразования при облучении образцов Hg лампой на длине волны 436 нм и мощностью накачки 11±1 mW cm⁻² [5].

Для данной работы были синтезированы два ряда соединений: CsPbBr₃, допированный Bi³⁺ (CsPbBr₃/Bi³⁺) и CsPbBr₃, допированный Ag⁺ (CsPbBr₃/Ag⁺), концентрация висмута варьировалась в пределах от 0.088% - 0.43% ат., допирование серебром от 0.038% - 0.44% ат.

Спектры диффузного отражения легированных и нелегированных образцов CsPbBr₃ представлены на рисунках 1,2. Согласно измеренным спектрам, легирование Ag не влияет на поглощение света CsPbBr₃ и не вызывает изменения ширины оптической запрещенной зоны (2,27–2,28 эВ), предполагая прямой переход с одного уровня на другой. В то же время, легирование Bi значительно расширяет спектральный диапазон поглощения, обусловленный образованием дефектных состояний, что приводит к изменению ширины запрещенной зоны (2.10-2.26 эВ).

Экспериментальные результаты показывают, что в исходном CsPbBr₃ наблюдается наличие всех типов дефектных состояний, что приводит к широкой неразрешенной полосе поглощения. Легирование Bi³⁺ приводит к интенсивному поглощению с максимумом на длине волны 575 нм, соответствующему специфическим дефектам, которые компенсируют избыточный положительный заряд. Дефекты не могут эффективно служить «ловушками» для носителей заряда, что приводит к низкой эффективности фотостимулированного дефектообразования (рис.1). Напротив, легирование Ag (особенно в высокой концентрации) приводит к эффективной компенсации заряда и повышенной эффективности фотостимулированного дефектообразования (рис.2).

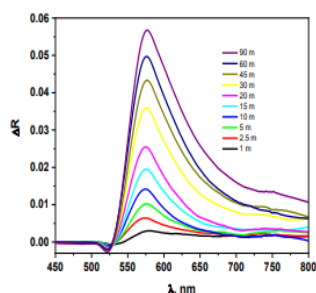


Рис.1. Изменение во времени дефектного поглощения в CsPbBr₃, легированном Ag (0,44 ат.%), вызванное облучением при $\lambda=436$ нм: разница в спектрах диффузного отражения при разных временах засветки Hg лампой.

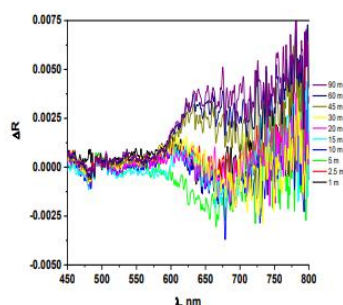


Рис.2. Изменение во времени дефектного поглощения в CsPbBr₃, легированном Bi (0,43 ат.%), вызванное облучением при $\lambda=436$ нм: разница в спектрах диффузного отражения при разных временах засветки Hg лампой.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Мегагрант № 075-15-2022-1112).

Список литературы

1. A. Kojima, K. Teshima, Y. Shirai and T. Miyasaka. Organometal halide perovskites as visible-light sensitizers for photovoltaic cells//J. Am. Chem. Soc., vol 131, p. 6050, 2019
2. M. Ahmadi, T. Wu and B. Hu. A Review on Organic–Inorganic Halide Perovskite Photodetectors: Device Engineering and Fundamental Physics // Advanced Materials, vol.29, p.1605242, 2017.
3. Conings B. et al. Intrinsic Thermal Instability of Methylammonium Lead Trihalide Perovskite // Adv. Energy Mater., vol. 5, № 15, p.1500477, 2015.
4. Глазов В. М., Земсков В.С. Физико-химические основы легирования полупроводников.// М., Наука, стр.37, 1967.
5. Ibrahim M. Sharaf, Anna V. Shurukhina, Irina S. Komarova, Alexei V. Emeline. Effect of heterovalent doping on photostimulated defect formation in CsPbBr₃ // Mendeleev Communicatons, vol.31, issue 4, pp.465-468, 2021.

СЕЛЕНИДНЫЕ И ОКСИДНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ ZnGeP₂

Е.С. Слюнько^{1*}, Н.Н. Юдин¹, С.Н.Подзывалов¹, А.Б. Лысенко¹, А.Ю. Кальсин¹,
Габдрахманов А.Ш.¹

¹НИИ Томский государственный университет, г. Томск, Россия
*e-mail: elenohka266@mail.ru

Мощные оптические параметрические генераторы (ОРО) среднего ИК диапазона на сегодня представлены нелинейно-оптическими кристаллами КТР, КТА, ZnGeP₂, GaSe и др [1-3]. Так как показатель преломления материалов, работающих в ИК области велик (например для ZnGeP₂ $n \sim 3,15$ @2 μm), то без просветляющих покрытий присутствует большое отражение от рабочих граней (для ZnGeP₂ $R \approx 25\%$ от одной грани)[4]. Поэтому для существенного повышения эффективности к таким системам предъявляются достаточно жесткие требования по величине остаточного отражения и порог оптического пробоя (LIDT) как самого кристалла, так и оптического просветляющего покрытия.

Целью данной работы было исследование и отработка режимов распыления методом IBS, а также разработка оптического просветляющего покрытия для монокристаллической подложки ZGP с высокой величиной порога оптического пробоя и высокой скоростью распыления на основе пары материалов ZnSe/Al₂O₃.

В качестве подложки был использован монокристалл ZGP. Предварительно была проведена полировка рабочих поверхностей. Перед загрузкой в напылительную камеру производилась очистка рабочих поверхностей подложек. На полированные грани образца методом IBS наносилось оптическое просветляющее покрытие. В качестве высокопреломляющего материала была выбрана монокристаллическая мишень ZnSe и ZnS. В качестве низкопреломляющего материала была выбрана керамическая мишень Al₂O₃.

Для разработки AR покрытий, во-первых, мы исследовали монослой материалов, из которых в дальнейшем разрабатывали интерференционное покрытие.

Далее мы получали дисперсионные характеристики используемых материалов. Расчёт проводился по характеристикам пропускания и отражения исследуемых слоев, напылённых на оптическое стекло марки BK8 (в области длин волн 400-2000 нм) и германиевую пластину для описания их в ИК области. Толщина напыляемых монослоев составляла порядка 1 мкм.

Дисперсия показателя преломления Al₂O₃ слабо изменяется в видимой области длин волн до 6 мкм, $\Delta n \sim 0,15$. В тоже время в области длин волн свыше 6 мкм наблюдается достаточно резкое снижение показателя преломления и резкий рост поглощения. Это связано с наличием широкой резонансной линией поглощения в области 10-12 мкм, обусловленной наличием связей М-О[5]. Затем были определены оптические свойства монослоя ZnSe и ZnS. С помощью полученных оптических характеристик материалов было рассчитано трехслойное AR покрытия для подложки ZGP. Определение величины LIDT мы проводили по методике, подробно описанной в работах [6,7]. Было протестировано три образца: №1 без AR покрытия; № 2 с AR покрытием ZnS/Al₂O₃; №3 с AR покрытием ZnSe/Al₂O₃. Результаты измерений приведены на Рис. 1. Измерения проводили на выборке из 10 точек для каждого образца, также дана статистическая погрешность определения величины LIDT.

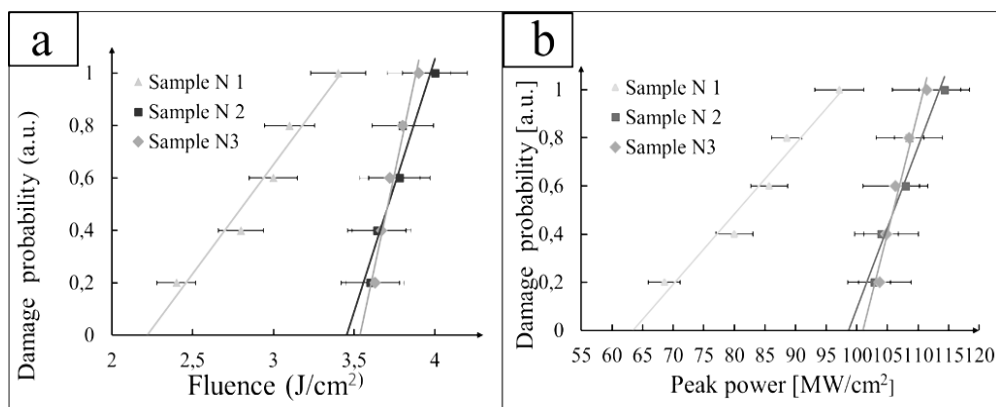


Рис. 1 а – зависимость вероятности оптического пробоя от плотности энергии тестирующего лазерного излучения; (б) – зависимость вероятности оптического пробоя от плотности мощности тестирующего лазерного излучения. Результаты были получены при частоте следования импульсов 10 кГц и длительности импульса 35 нс.

Таким образом, LIDT образца №1 (без просветляющих покрытий) составил 2,23 Дж/см² по плотности энергии. LIDT образца №2 (ZnS/Al₂O₃) составил 3,45 Дж/см² по плотности энергии. Порог оптического пробоя образца №3 (ZnSe/Al₂O₃) составил 3,51 Дж/см² по плотности энергии. Наблюдается увеличение LIDT в 1,5 раза после нанесения просветляющего покрытий на основе материалов ZnSe и Al₂O₃. Выбранные пары материалов обладают физико-химическими свойствами, способствующими хорошей адгезии многослойного покрытия к полированной поверхности кристалла и минимальным механическим напряжениям между слоями и на границе подложка/ пленка, что, как следствие, приводит к увеличению LIDT.

Список литературы

1. W. Żendzian, J. Jabczyński, P. Wachulak. High-repetition-rate, intracavity-pumped KTP OPO at 1572 nm // *Appl. Phys.* vol. 80, pp. 329–332, 2005.
2. M.W. Haakestad, H. Fonnum, E. Lippert. Mid-infrared source with 0.2 J pulse energy based on nonlinear conversion of Q-switched pulses in ZnGeP2 // *Opt. Express*, vol. 22, pp. 8556–8564, 2014,.
3. F. J. Murphy, H. Amrania, and C. C. Phillips. Widely Tunable Midinfrared Radiation from GaSe OPO in *Nonlinear Optics*, B. Boulanger, S. Cundiff, M. Kauranen, and W. Knox, eds., // *OSA Technical Digest (online) (Optica Publishing Group, 2013)*, paper NW4A.21.
4. Aydin, Charles & Zaslavsky, A. & Sonek, G. & Goldstein, Jonathan. Reduction of reflection losses in ZnGeP2 using motheye antireflection surface relief structures. // *Applied Physics Letters*, vol. 80, pp. 2242-2244, 2002.
5. I.E. Wachs. // *Raman and IR studies of surface metal oxide species on oxide supports: Supported metal oxide catalysts.* // *Catal. Today*, vol. 27, pp. 437–455, 1996.
6. M. Zinoviev, N.N. Yudin, I. Kinyayevskiy, S. Podzyvalov, V. Kuznetsov, E. Slyunko, H. Baalbaki, D. Vlasov, Multispectral Anti-Reflection Coatings Based on YbF3/ZnS Materials on ZnGeP2 Substrate by the IBS Method for Mid-IR Laser Applications // *Crystals*, vol. 12, pp. 1408, 2022.
7. M. Zinoviev, N.N. Yudin, S. Podzvalov, E. Slyunko, et al. Optical AR Coatings of the Mid-IR Band for ZnGeP2 Single Crystals Based on ZnS and Oxide Aluminum // *Crystals*. vol. 12, pp. 1169, 2022.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

М.П. Смаев^{1*}, П.А. Смирнов^{1,2}, И.А. Будаговский¹, М.Е. Федянина², В.Б. Глухенькая²,
А.В. Ромашкин², П.И. Лазаренко², С.А. Козюхин³

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинский пр., д. 53

*e-mail: smayev@lebedev.ru

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
124498, Российская Федерация, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, д. 1

³Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинский пр., д. 31

Фазопеременные материалы характеризуются возможностью быстрых обратимых переключений между аморфной и кристаллической фазами, существенно отличающимися своими электрическими и оптическими параметрами. Представлены исследования фотоиндуцированных переходов аморфных тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ в кристаллическое состояние под действием структурированных световых пучков. Показано, что лазерные лучи с кольцевым профилем интенсивности более эффективны для кристаллизации по сравнению с фундаментальной модой Эрмита-Гаусса HG_{00} из-за более равномерного распределения температуры внутри облучаемой области. Для анализа степени кристалличности модифицированных областей использовались оптическая микроскопия с цифровой фильтрацией по яркости и рамановская спектроскопия.

Тонкопленочные халькогениды на основе тройного соединения $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ являются перспективными материалами для перестраиваемой микро- и нанопотоники, благодаря легкости обратимого и быстрого переключения между кристаллической и аморфной фазами. Кристаллизация аморфного $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ пучками света с заданным распределением интенсивности, фазы или поляризации является привлекательной задачей; поэтому использование структурированных световых пучков расширяет возможности контроля пространственных характеристик закристаллизованных областей и динамики их формирования. В данной работе кристаллизация тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ осуществлялась пучками различной структуры (рис. 1): линейно поляризованными модами Эрмита-Гаусса HG_{00} (TEM_{00}) и HG_{01} , линейно или циркулярно поляризованными модами Лагерра-Гаусса LG_{01} , а также цилиндрическими пучками с радиальной или азимутальной поляризацией [1].

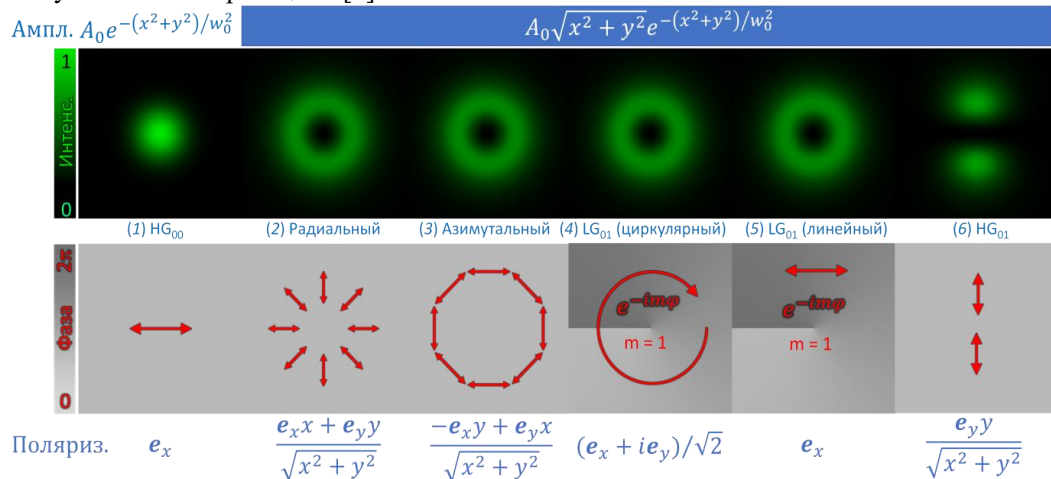


Рис. 1. Смоделированные профили интенсивности (верхний ряд) и фазы (с распределением поляризации, нижний ряд) для шести типов используемых типов пучков. Соответствующие выражения для амплитуды и поляризации светового поля даны в декартовых координатах (e_x , e_y) для фокальной плоскости. Направление поляризации показано красными стрелками.

Пленка аморфного $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ толщиной 120 нм была нанесена на стеклянную

подложку методом магнетронного распыления на постоянном токе. Для светоиндуцированной кристаллизации использовали непрерывное излучение с длиной волны 532 нм. Для управления профилем интенсивности использовался набор поляризационных элементов: двойной ромб Френеля, преобразователь поляризации (S-plate), четверть-волновая фазовая пластинка и линейный поляризатор. Пучок фокусировался на поверхности пленки линзой с фокусным расстоянием 100 мм; в перетяжке диаметр пятна пучка HG_{00} составлял $2w_0 = 50$ мкм, а внешний диаметр цилиндрических пучков был равен 70 мкм (по уровню интенсивности $1/e^2$). Для каждого типа пучка записывались матрицы пятен с временем экспозиции 1 с при мощности в диапазоне 10–400 мВт. Формируемая зона кристаллизации определялась формой воздействующего пучка. Для цилиндрических пучков модификация происходит сходным образом; заметного влияния поляризации или закрутки фазы на форму и размер закристаллизованных пятен не наблюдалось. При мощности менее 50 мВт пятна содержат в центре немодифицированную (аморфную) зону (рис. 2б), что свидетельствует о недостаточности локального нагрева для модификации пленки. С увеличением мощности эта зона постепенно уменьшается и исчезает.

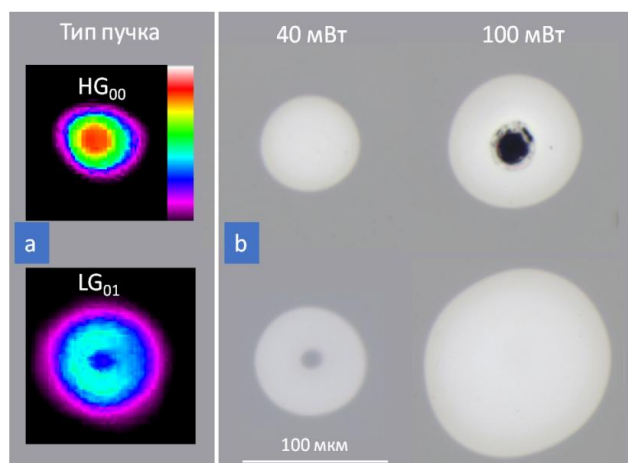


Рис. 2. Модификация $Ge_2Sb_2Te_5$ линейно поляризованной модой Эрмита-Гаусса HG_{00} (верхний ряд) и цилиндрическим пучком Лагерра-Гаусса LG_{01} (нижний ряд): (а) цветовые профили интенсивности пучка; (б) – оптические микроскопические изображения областей, закристаллизованных при $P = 40$ и 100 мВт.

Вне зависимости от способа формирования (с помощью аксиально-симметричного распределения поляризации или наличия фазовой сингулярности), цилиндрические пучки оказались более эффективными для однородной кристаллизации большой площади пленки $Ge_2Sb_2Te_5$. Область кристаллизации в предабляционном режиме для цилиндрических пучков в 5 раз больше, чем для моды HG_{00} . Помимо этого, более равномерный профиль нагрева обеспечивает и более однородную степень кристаллизации. Анализ изображений модифицированных областей, проведенный с помощью оптической микроскопии, показал меньшую пространственную неоднородность закристаллизованных областей в случае цилиндрических пучков. Этот результат согласуется с результатами рамановской спектроскопии и численного моделирования профиля температуры в объеме пленки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23–29–00977, <https://rscf.ru/project/23-29-00977/>.

Список литературы

1. M.P. Smayev, P.A. Smirnov, I.A. Budagovsky, M.E. Fedyanina, V.B. Glukhenkaya, A.V. Romashkin, P.I. Lazarenko, S.A. Kozyukhin. Cylindrical laser beams for a- $Ge_2Sb_2Te_5$ thin film modification // Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 633, art. no. 122952 (2024).

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПЛЕНОК АМОРФНОГО КРЕМНИЯ В РАМКАХ ТЕПЛООВОГО МЕХАНИЗМА

О. И. Соколовская^{1*}, С. В. Заботнов¹, А. А. Сердобинцев², Л. Д. Волковойнова²,
П. К. Кашкаров¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

*E-mail: oi.sokolovskaja@physics.msu.ru

²Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени
Н. Г. Чернышевского, Институт физики
410012, Российская Федерация, Саратов, ул. Астраханская, д. 83

Показана возможность низкотемпературной сверхбыстрой лазерно-индуцированной кристаллизации пленок аморфного кремния в присутствии алюминиевого покрытия, предложены и обоснованы оптимальные параметры облучения пленок.

Одним из векторов развития современной фотоники является создание фотонных интегральных схем. Такие устройства обладают в разы более высокой скоростью обработки информации по сравнению с традиционными электронными интегральными схемами. Для создания таких структур перспективными объектами являются полупроводниковые пленки, например, из кремния. Проводимость и оптические свойства в телекоммуникационном диапазоне данного материала в аморфной и кристаллической фазе существенно различаются, что открывает широкие возможности по созданию фотонных интегральных схем за счет изменения фазовых состояний кремния в нужных областях пленки. Локально такие изменения могут быть эффективно реализованы с помощью сфокусированного лазерного пучка. При этом лазерная модификация типа «аморфная–кристаллическая фаза» может быть обратимой при подборе соответствующих параметров облучения. По сравнению с кристаллизацией пленок аморфного кремния отжигом при высоких температурах, при лазерном воздействии обеспечивается не только локальность модификации физических свойств, но и требование выбора подложек с высокой термостойкостью является необязательным – становится возможной так называемая твердофазная кристаллизация [1], температура которой ниже температуры плавления вещества. Известно также об алюминий-индуцированной кристаллизации, которая позволяет еще больше снизить температуру кристаллизации полупроводниковой пленки [2]. Кроме того, при облучении кристаллизуемых пленок ИК-излучением могут быть использованы гибкие полимерные подложки, не поглощающие такое излучение, а значит, не разрушающиеся при лазерной обработке.

Целью настоящей работы являлась оценка условий лазерной твердофазной кристаллизации кремниевых пленок с алюминиевым покрытием субмикронной толщины, с абляцией последнего в процессе облучения. Методом конечных элементов в пакете программ COMSOL Multyphysics© в рамках модели теплопроводности произведен расчет импульсного лазерного нагрева трехслойной модельной среды, представляющей собой квадратную (100x100 мкм) пленку аморфного кремния толщиной 1 мкм, покрытую слоем алюминия толщиной 0.1 мкм. Толщина полиимидной подложки составляла 50 мкм. Траектория лазерного луча представляла собой меандр, диаметр лазерного пучка составлял 20 мкм. Скорость сканирования пленки варьировалась в диапазоне 100–300 мм/с с шагом 50 мм/с. Проанализированы распределения температур на временах, вдвое превышающих время прохода лазерным лучом площадь пленки (рис. 1а).

Сравнение результатов моделирования было проведено с результатами эксперимента по облучению изготовленных магнетронным распылением пленок аморфного кремния, покрытых тонкой пленкой алюминия и осажденных на полиимидных подложках, субмикросекундными импульсами ИК излучения с длиной волны 1064 нм, мощностью излучения 0.2 Вт, частотой следования импульсов 99 кГц. Плотность числа лазерных линий составляла 200 штрихов/мм. Для определения эффективности кристаллизации кремниевой пленки были измерены спектры комбинационного рассеяния

облученных образцов.

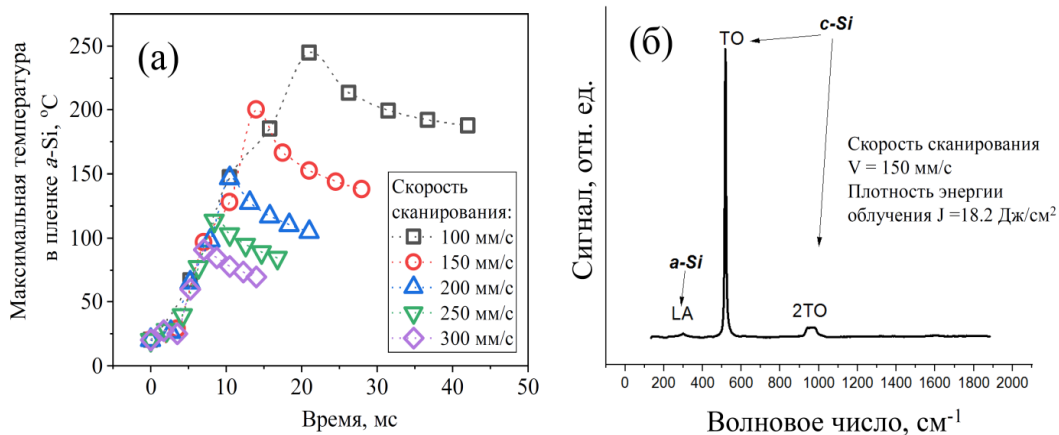


Рис. 1. (а) Кинетика максимальной температуры пленки аморфного кремния на полиимидной подложке при ее импульсном лазерном нагреве при различных скоростях сканирования; (б) Спектр КРС кремниевой пленки после ее сканирования лазерными импульсами.

Сопоставление данных расчетов и эксперимента показало, что для скорости сканирования 150 мм/с может реализовываться кристаллизация кремниевой пленки с низким порогом в 150 °С [3]. Для скорости 150 мм/с спектры КРС показывают наличие кристаллической фазы в облученных кремниевых пленках (рис 1б). При скорости 100 мм/с в эксперименте кремний и алюминий были аблированы и отклик в спектрах КРС отсутствовал, что коррелирует с наиболее эффективным нагревом пленки в расчетах. Спектры КРС для пленок, облученных со скоростями 200, 250 и 300 мм/с показали наличие фоновых мод кристаллического кремния лишь при 250 мм/с, при этом контраст между интенсивностями сигнала КРС для мод кристаллической и аморфной фазы кремния для данной скорости сканирования хуже, чем для скорости сканирования 150 мм/с. Вероятно, что в этом случае необходимо учитывать диффузию алюминия в кремниевую пленку для оценки вероятности кристаллизации аморфной кремниевой пленки.

Таким образом, путем изменения скорости сканирования регулировалось число импульсов на единицу площади N_s . Для выбранного набора параметров облучения оптимальной скоростью сканирования является 150 мм/с, что соответствует $N_s = 13.2$. При этом оптимальном значении предлагается проводить эксперименты по локальной кристаллизации кремния в аморфных кремниевых пленках. При выборе мощности лазерного излучения следует также учитывать ее ограничение сверху величиной порога абляции пленок, а при малой плотности энергии лазерных импульсов кристаллизация вероятна лишь при условии снижении ее пороговой температуры до 100 °С за счет эффектов алюминий-индуцированной кристаллизации.

Исследование выполнено за счет средств гранта РФ № 22-19-00035, <https://rscf.ru/project/22-19-00035/>.

Список литературы

1. В.А. Володин, А.С. Качко Кристаллизация пленок аморфного гидрогенизированного кремния с применением фемтосекундных лазерных импульсов // Физика и техника полупроводников, т. 45(2), с. 268-273, 2011.
2. O. Nast, S.R. Wenham. Elucidation of the layer exchange mechanism in the formation of polycrystalline silicon by aluminum-induced crystallization // J. Appl. Phys., vol. 88(1), pp. 124-132, 2000.
3. Haque, M. S., Naseem, H. A., & Brown, W. D. (1994). Interaction of aluminum with hydrogenated amorphous silicon at low temperatures. J. Appl. Phys., 75(8), 3928-3935.

СПЕКТРАЛЬНО-КИНЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРИСТАЛЛАХ С РАЗЛИЧНЫМ СОСТАВОМ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ

Е. В. Строганова^{1*}, В. В. Галуцкий¹, К. В. Пузановский¹

¹Кубанский государственный университет
350040, Российская Федерация, Краснодар, ул. Ставропольская, д. 149
*E-mail: stroganova@kubsu.ru

В работе представлен метод спектрально-кинетического исследования динамики характеристик оптических центров при изменении температуры в кристаллах с градиентным легированием.

Градиентное легирование кристаллов может приводить к трансформации центрального состава исследуемых лазерных материалов. К примерам такого изменения состава оптических центров относится легирование ионами, повышающими фоторефрактивные свойства кристаллической матрицы, такими как Mg^{2+} , Sc^{3+} в ниобате лития [1,2]. При этом может наблюдаться как плавная трансформация процентного соотношения между оптическими центрами в кристалле, так и резкое изменение доминирующего типа оптического центра [2]. Другим примером является одновременное легирование различными лазерными ионами кристаллической матрицы [3]. С учетом различных коэффициентов вхождения их в кристаллическую матрицу характер взаимодействия между ними меняется. Для исследования состава оптических центров спектральными методами и с помощью изучения кинетик люминесценции на этапе постановки эксперимента искусственно разделялись данные по температурной зависимости кинетик люминесценции на одной из длин волн, по величине парциального вклада в интенсивность люминесценции на определенной длине волны.

Объединение спектрально-кинетических исследований и комплексное изучение трансформации свойств оптических центров при различных внешних факторах, например, как изменение температуры, позволяет структурировать поведение оптических центров по спектральным и временным характеристикам в динамике внешних воздействий или с учетом сформированной градиентной структуры оптических центров в кристалле.

При рассмотрении с помощью стандартных методов исследований (изучение кинетик затухания люминесценции, спектров люминесценции) оптических центров люминесценции, характеризующихся широкими полосами люминесценции, задача усложняется существенным перекрытием между полосами, что не позволяет решить задачу определения динамики изменения физических свойств кристалла в полной мере.

Было предложено при исследовании поведения оптических центров и изучения динамики их поведения регистрировать кинетики люминесценции при изменении длины волны регистрации люминесценции при непрерывном внешнем воздействии (изменение температуры) и одновременном сканировании вдоль исследуемого образца для поиска изменений в составе оптических центров. Сформированные таким образом многомерные поверхности анализируются на предмет наличия экстремального поведения, что соотносится с изменениями в поведении оптических центров.

На рис. 1 показан пример формирования поверхностей $I(\lambda, t)$, $\ln(I(\lambda, t))$, $\ln(I(t, T))$. Рассмотрен переход с уровня ${}^4I_{13/2}$ на основной уровень ${}^4I_{15/2}$. Накачка кристалла импульсным полупроводниковым лазером на длине волны 980 нм. Построение и обработка поверхностей спектров кинетик люминесценции при различных внешних воздействиях производилась с помощью пакетов прикладных программ. Видно, что общая форма поверхности $I(\lambda, t)$ (рис. 1(а)) повторяет форму спектра люминесценции (в данном случае Er^{3+} в ниобате лития). По спектру длительность кинетик (рис. 1(б)) удобнее исследовать после нормировки поверхности $I(\lambda, t)$ на единицу и вычисления натурального логарифма $\ln(I(\lambda, t))$. Поведение нормированной поверхности $\ln(I(t, T))$ (рис. 1(в)) показывает монотонное изменение кинетических характеристик на выбранной λ .

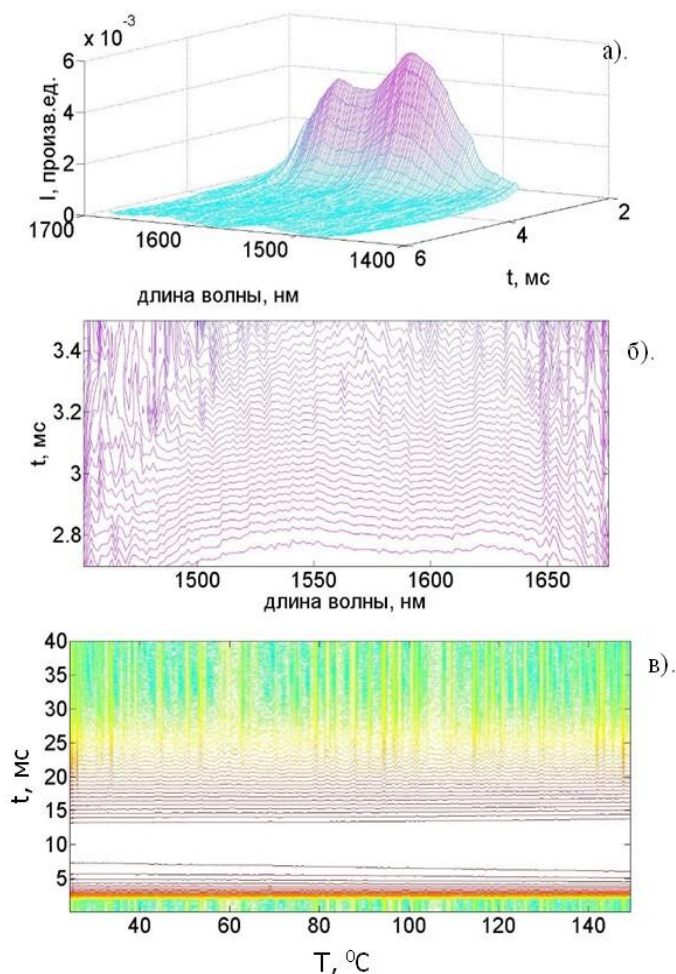


Рис. 1. Поверхность $I(\lambda, t, T, x)$ в различных проекциях

Таким образом, поверхность $I(\lambda, t, T, x)$ или нормированная поверхность $\text{Ln}(I(\lambda, t, T, x))$, где x – координата кристалла, предполагающая изменение парциального вклада оптического центра в многоцентровую люминесценцию, может исследоваться на наличие экстремальных значений в характеристиках люминесценции или их отсутствия. Монотонный характер изменения натурального логарифма интенсивности люминесценции свидетельствует о плавной трансформации вероятностных характеристик оптического центра Er^{3+} в данном диапазоне температур

Исследование поддержано проектом FZEN-2023-0006.

Список литературы

1. Фундаментальные аспекты технологии сильно легированных кристаллов ниобата лития : монография / М.Н. Палатников, Н.В. Сидоров, О.В. Макарова, И.В. Бирюкова. Апатиты : КНЦ РАН, 241 с., 2017.
2. E.V. Stroganova, V.V. Galutskiy, N.A. Yakovenko Spectral Separation of Cr^{3+} Optical Centers in Stoichiometric Magnesium-Doped Lithium Niobate Crystals // Optics and Spectroscopy. – Condensed Matter Spectroscopy, vol. 110 (3), pp. 401-407, 2011.
3. V.V. Galutskiy, E.V. Stroganova, M.I. Vatlina, Growth of single crystal with a gradient of concentration of impurities by the Czochralski method using additional liquid charging // Journal of Crystal Growth, vol. 311, pp. 1190-1194, 2009.

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРОВ С УЛЬТРАКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДИК

Д. А. Тарванен¹

¹АО «ЛЛС»

660074, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Биржевая линия, д. 16

*E-mail: d.tarvanen@lenlasers.ru

Доклад раскрывает современные возможности методов в области изучения динамики фотоиндуцированных процессов, а также описывает требования к лазерному оборудованию для получения наибольшего объема информации при их осуществлении.

Спектроскопия на основе ультракоротких импульсов (пико- и фемтосекундной длительности) необходима для изучения фотоиндуцированной динамики процессов в атомах, молекулах, наноструктурах и твердых телах на уровне экстремально малых длительностей. Изучение данных процессов является критическим в науке и современных технологиях для разработки новых фотоактивных материалов и их применения в различных областях науки и техники.

Эта область исследований в последние годы пережила стремительный рост из-за технологического прогресса в генерации сверхкоротких световых импульсов и разработки сложных спектроскопических методов, которые значительно увеличивают объем информации об изучаемом процессе.

В докладе будут описаны такие методики как время-разрешенная люминесцентная спектроскопия, спектроскопия нестационарного поглощения и спектроскопия вынужденного комбинационного рассеяния. Для каждого из методов изучения свойств материалов описаны оптимальные схемы измерения с использованием наиболее подходящих по своим характеристикам лазерных источников, включая пикосекундные диодные модули, фемтосекундные твердотельные лазеры на основе кристаллов Ti:Sapphire и Yb:KGW с дополнительными модулями параметрической генерации, источники суперконтинуума и волоконные фемтосекундные лазеры.

ТУННЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОМЕТРОВЫХ ПЛЕНОК ИТО

А.С. Терехова, Т.В. Лузина, С.В. Смирнов
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, 40
*E-mail: tas18102004@mail.ru

Методами туннельной микроскопии проведены исследования тонких пленок оксида индия легированного оловом (ИТО), полученных методом магнетронного распыления из компактной мишени на кремниевых подложках, и установлены: структура запрещенной зоны, работа выхода и эффективная масса электронов, положение уровня Ферми.

Тонкие пленки ИТО находят широкое применение в электронике и оптоэлектронике. В последнее время большое внимание уделяется исследованию в пленках плазмонного поверхностного и локализованного резонанса с целью создания оптических химических биосенсоров с высокой чувствительностью. Спектральная область применения этих пленок ограничивается частотой плазмонного резонанса [1,2] (1).

$$\omega_p = \left(\frac{n_0 \cdot q^2}{m_e^* \cdot \varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

где n_0 - концентрация свободных электронов, $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный электрический заряд, m_e^* - эффективная масса электронов, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$ - электрическая постоянная.

Таким образом, основной задачей для дальнейшего применения этих пленок является получение заданной концентрации электронов порядка $10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

Особенностью пленок ИТО, полученных магнетронным распылением, является то, что они имеют неупорядоченную стекловидную структуру, и механизм их электропроводности окончательно не выяснен. Целью работы являлось: методами туннельной микроскопии, термоэдс, температурной и частотной зависимости удельной электропроводности исследовать механизм электропроводности пленок ИТО.

С помощью туннельного микроскопа NanoEducator были измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) туннельного контакта вольфрамовая игла-пленка ИТО (рис. 1).

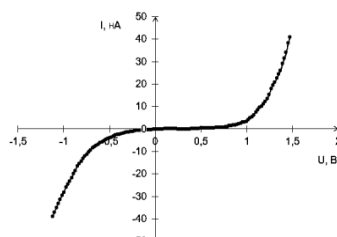


Рис. 1. - ВАХ туннельного контакта вольфрамовая игла-пленка ИТО

Ниже представлен туннельный спектр поверхности пленки ИТО (рис. 2).

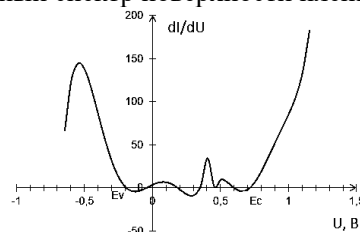


Рис. 2. - Туннельный спектр пленки ИТО

Рисунок 2 дает нам качественную картину распределения плотности состояний в запрещенной зоне ИТО. Можно заметить, что внутри зоны пленки имеются зоны локализованных состояний, которые могут быть обусловлены поверхностными эффектами.

По формуле Симмонсона (2) определялась работа выхода электронов из пленки ИТО [3].

$$j = \frac{6,2 \cdot 10^{10}}{(\Delta s)^2} \cdot \left\{ \varphi \cdot \exp\left(-1,025 \cdot \Delta s \cdot \varphi^{\frac{1}{2}}\right) - (\varphi + U) \cdot \exp\left[-1,025 \cdot \Delta s \cdot (\varphi + U)^{\frac{1}{2}}\right] \right\} \quad (2)$$

где Δs - расстояние между иглой и образцом, j - плотность тока, U - напряжение, φ - работа выхода.

В результате работа выхода получилась равной 4,9 эВ.

Работа выхода была также определена по уравнению Ричардсона — Дешмана (3).

$$j_{s \rightarrow m} = A \cdot m_e^* \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot \varphi}{k \cdot T}\right) \cdot \exp\left(\frac{q \cdot U}{k \cdot T}\right) \quad (3)$$

где $A = 120 \frac{\text{А}}{(\text{К} \cdot \text{см})^2}$ - постоянная Ричардсона для свободных электронов, T - температура, $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$, $m_e^* = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{кг}$ (т.к. электроны при СТМ туннелируют в воздух).

Данным способом работа выхода получилась равной 3,4 эВ.

Среднее значение работы выхода получилось 4,2 эВ.

Была измерена термоэдс. Среднее ее значение получилось $-0,18 \frac{\text{мВ}}{\text{К}}$. Расчеты показали, что уровень Ферми лежит выше дна зоны проводимости на 0,108 эВ (4).

$$E_c - E_f = \alpha \cdot T \cdot q - 2 \cdot k \cdot T \quad (4)$$

где E_c - положение дна зоны проводимости, E_f - положение уровня Ферми, α - термоэдс.

Методом Холла была измерена концентрация свободных электронов. Она получилась равной $3,5 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$. Исходя из этого, была вычислена эффективная плотность состояний в зоне проводимости (5), из которой была найдена эффективная масса электронов в пленках ИТО (6). Она получилась равной $0,36 \cdot m_e$.

$$N_c = \frac{n}{\exp\left(\frac{-(E_c - E_f) \cdot q}{k \cdot T}\right)} \quad (5)$$

где n - концентрация свободных электронов.

$$m_e^* = \frac{\left(\frac{N_c}{2}\right)^{\frac{2}{3}} \cdot h^2}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T} \quad (6)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{Дж} \cdot \text{с}$ - постоянная Планка.

Таким образом, в работе были получены данные об электронных свойствах пленок ИТО, таких как работа выхода, $\varphi = 4,2 \text{эВ}$, термоэдс, $\alpha = -0,18 \frac{\text{мВ}}{\text{К}}$, положение уровня Ферми, $E_c - E_f = -0,108 \text{эВ}$, эффективная масса, $m_e^* = 0,36 \cdot m_e$, что необходимо для выбора условий для плазмонного резонанса. Но аморфная структура и сильное легирование не дает сделать однозначные выводы о зонной структуре пленок.

Список литературы

1. Смирнов С.В., Минин О.Н., Чистоедова А.А., Петрюк А.Е. Наноразмерные светопропускающие пленки $\text{In}_2\text{O}_3(\text{SnO}_2)$ с металлическим типом проводимости // Нанотехнологии: разработка, применение – XXI век. Т. 11. № 1. – 2019. - С. 14 – 18.
2. Zhidik Y., Ivanova A., Smirnov S., Zhidik K., Yunusov I., Trojn P. // Coatings. 2022. Т.12. №12. С. 1868.
3. Туннельные явления в твердых телах. Под редакцией Э. Бурштейна и С. Лундквиста // М.: Мир. 1973. 421с.

АКТИВНЫЕ МИКРОРЕЗОНАТОРЫ С МОДАМИ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ: МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ И ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

А. П. Ткач^{1*}, С. В. Хоркина¹, К. А. Малеева¹, И. Е. Каляя¹,
М. А. Миропольцев², А. В. Соколова², К. В. Богданов¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

*E-mail: toni.tkach95@gmail.com

²Городской университет Гонконга

518057, Специальный административный район Гонконг, 83 Tat Chee Ave, Kowloon Tong

В работе исследованы активные микрорезонаторы с использованием квантовых точек $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ на базе полистироловых микросфер. Полученные структуры обладают высокой добротностью и уникальными оптическими характеристиками. Было установлено, что размер и форма микросфер влияют на характеристики мод, что делает их перспективными для применения в сенсорных устройствах и при создании антиконтрафактных меток. Работа представляет методику точной настройки оптических свойств резонаторов, что открывает широкий спектр возможных применений в фотонных технологиях.

Исследование активных сферических резонаторов с модами шепчущей галереи (МШГ) является перспективным направлением для развития функциональных комплексных материалов в современной науке и технологии [1]. Модуляция излучения флуоресцентных материалов в активных резонаторах МШГ предоставляет возможности для создания уникальных фотонных устройств, таких как сенсоры, источники света, оптические фильтры, средства защиты от подделок и др. [1,2]. Однако, в настоящее время, использование токсичных и нестабильных материалов, в качестве активной среды, ограничивает возможность применения активных резонаторов с заданными параметрами [3]. В данном исследовании успешно получены и проанализированы активные резонаторы МШГ, созданные на базе микросфер из полистирола и нанесённых на их поверхность низкотоксичных квантовых точек (КТ) $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ (AIS). Такой выбор усиливающей среды обусловлен уникальными оптическими свойствами AIS, такими как высокая фотостабильность, длительное время затухания флуоресценции и высокий квантовый выход люминесценции [4]. Более того, зависимость люминесценции от размеров КТ $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$ делает их оптимальным выбором для создания резонаторов с широким спектром возможных применений. Также особенностью сборки таких структур является использование монодисперсных микросфер в качестве базовой платформы, что обеспечивает эффективное удержание света и точный контроль резонансных мод [5]. Применение метода послойного осаждения КТ на поверхность микросфер позволяет создавать монослои с точно управляемыми флуоресцентными характеристиками, что обеспечивает большую универсальность в эффективном использовании резонаторов [6]. Процесс создания активных микрорезонаторов с помощью послойного нанесения структур с использованием катионного полиэлектролита РАН (polyallylamine hydrochloride) включает покрытие отрицательно заряженной поверхности полимерных микросфер положительно заряженным полиэлектролитом с последующим добавлением активного слоя КТ AIS (рис. 1 (a)). Полученные структуры обладают высокой добротностью и серией близко расположенных периодических уникальных пиков, что делает их перспективными для применения в широком спектре фотонных технологий, включая сенсорные устройства и защитные метки от подделок. Было установлено, что изменение размера и длины волны излучения КТ, а также изменения в показателе преломления окружающей среды, существенно оказывает влияние на добротность и характеристики мод МШГ, такие как профиль интенсивности резонансных пиков. Статистический анализ данных показал, что размеры и форма микросфер существенно влияют на характеристики мод, включая распределение резонансных длин волн и наличие расщеплений.

Благодаря уникальному распределению генерации мод каждого резонатора подобные структуры могут быть применены для разработки уникальных меток, способных обеспечить дополнительную защиту от подделок, а также возможность их идентификации и проверки на подлинность (рис. 1 (б)). Также генерируемые полосы МШГ крайне чувствительны к внешней среде из-за влияния изменений в окружающей среде на оптические свойства материалов, с которыми они взаимодействуют. Изменение показателя преломления или поглощения материала может привести к изменению фазовых и амплитудных характеристик моды, что сразу же отразится на спектре генерируемых мод. Свет, проходящий через усиливающий поверхностный слой микрорезонатора, взаимодействует с аналитом, значительно увеличивает чувствительность датчиков, так как даже незначительные изменения в окружающей среде могут вызвать заметный отклик резонансных мод. Из этого следует, что МШГ резонансы оказываются очень чувствительными и могут использоваться для высокоточного сенсинга различных материалов и веществ.

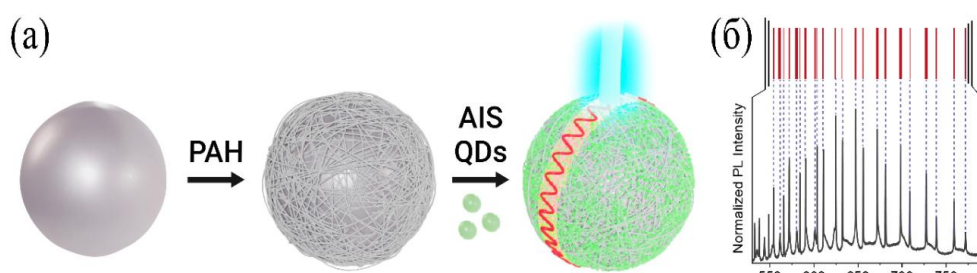


Рис. 1. (а) Схема создания активных микрорезонаторов на основе полимерных микросфер и КТ $\text{AgInS}_2/\text{ZnS}$; (б) спектр МШГ с штрих-кодированием по расположению и полной ширине на полувысоте резонансных мод

Таким образом, в данной работе было установлено, что размеры базовой платформы резонаторов играют ключевую роль в определении их характеристик, таких как добротность и количество генерируемых мод. Установлено, что увеличение размеров резонаторов приводит к увеличению их добротности до значений порядка 3×10^3 для 4 мкм микросфер. Описанная методика создания активных микрорезонаторов на основе полистирольных микросфер и квантовых точек AgInS_2 позволяет точно настраивать их фотолюминесцентные характеристики. Предложенные резонаторы обладают потенциалом для использования в сенсорных устройствах и для создания массивов резонаторов для маркеров защиты от подделок благодаря своим уникальным характеристикам и возможности точной настройки оптических свойств.

Исследование поддержано РФФ № 23-72-10010.

Список литературы

1. Yu D. et al. Whispering-gallery-mode sensors for biological and physical sensing // *Nat Rev Methods Primers*. 2021. Vol. 1, № 1. P. 83.
2. Yang S., Wang Y., Sun H. Advances and Prospects for Whispering Gallery Mode Microcavities // *Advanced Optical Materials*. 2015. Vol. 3, № 9. P. 1136–1162.
3. Toropov N. et al. Review of biosensing with whispering-gallery mode lasers // *Light Sci Appl*. 2021. Vol. 10, № 1. P. 42.
4. Raevskaya A. et al. A Fine Size Selection of Brightly Luminescent Water-Soluble Ag-In-S and Ag-In-S/ZnS Quantum Dots // *J. Phys. Chem. C*. 2017. Vol. 121, № 16. P. 9032–9042.
5. Dumeige Y. et al. Spherical whispering-gallery-mode microresonators: Spherical WGM microresonators // *Laser & Photon. Rev*. 2010. Vol. 4, № 3. P. 457–482.
6. Kuznetsova V. et al. Lab-on-Microsphere—FRET-Based Multiplex Sensor Platform // *Nanomaterials*. 2021. Vol. 11, № 1. P. 109.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ БЕНЗО[В]ТИЕНО[2,3-D]ТИОФЕНОВ

К.Е. Трофимова^{1*}, А. В. Ищенко¹, Р. А. Иргашев², И.А. Вайнштейн¹

¹НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии», Уральский федеральный университет, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19, 660069

*E-mail: k.e.trofimova@urfu.ru

²Институт органического синтеза УрО РАН, Россия, Екатеринбург, ул. Академическая/Софьи Ковалевской 22/20, 660108

Органические полупроводниковые материалы широко используются в устройствах органической электроники. В данной работе проанализирована морфология, электронные и оптические характеристики соединений на основе бензо[б]тиено[2,3-d]тиофенов в виде пленок.

Изучение свойств органических полупроводниковых тонких пленок представляет интерес в области создания устройств молекулярной электроники. Одним из таких классов соединений являются производные на основе бензо[б]тиено[2,3-d]тиофенов (ВТТ). В докладе рассматриваются образцы с функциональными группами -OMe, -OEt, -N₂Me, -CN и -CO₂Me и их влияние на оптические свойства ВТТ в зависимости от позиций в фенольном кольце.

Пленочные структуры были синтезированы методом термовакuumного напыления при остаточном давлении $5 \cdot 10^{-5}$ мБар. Температура возгонки соединений в вакууме составила от 120 до 200 °С. С помощью атомно-силовой микроскопии поверхности показано, что форма частиц изменяется от шарообразной до цилиндрической, а некоторые пленки образованы дендритными структурами.

Оптические характеристики пленок ВТТ определялись с помощью абсорбционной оптической спектроскопии. В спектрах поглощения всех пленок производных ВТТ обнаружена полоса с максимумом 360 нм. Методами циклической вольтамперометрии и оптической спектроскопии растворов были определены энергии уровней для высшей занятой (НОМО) и низшей свободной (LUMO) молекулярных орбиталей. Ширина оптической щели пленок ВТТ составила 3,17-3,86 эВ. Экспериментальные данные об электронной структуре коррелируют с результатами квантово-химического моделирования. Некоторые полученные результаты представлены на Рис. 1 на примере OMe-VTT-3,4OMe.

В докладе обсуждается влияние функциональных групп на оптические и структурные свойства пленки, а также перспективы их применения в органической электронике.

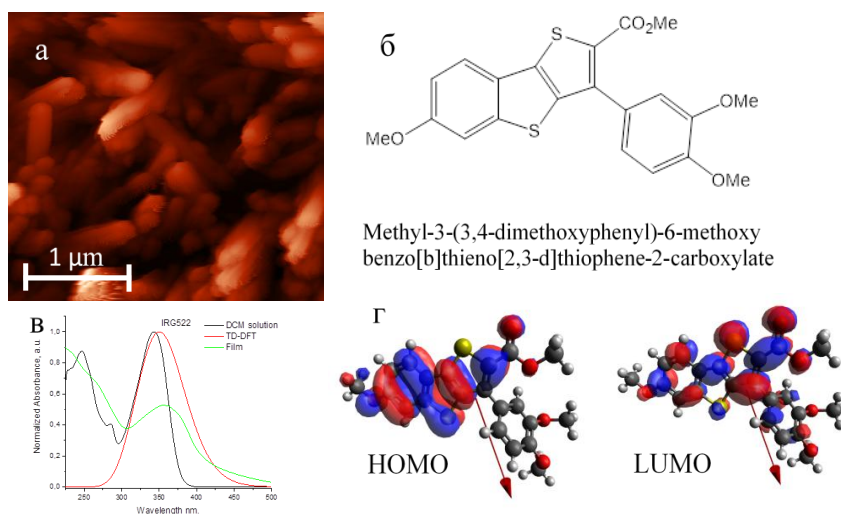


Рис.1 - Соединение OMe-VTT-3,4OMe: снимок АСМ пленки (а), структура и полное название соединения (б), экспериментальные спектры оптического поглощения раствора и пленки в сравнении с рассчитанным TD-DFT методом (в), визуализация уровней НОМО и LUMO (г)

СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ КЕРАМИКИ ПЕРЕМЕННОГО СОСТАВА

Д. Т. Валиев^{1*}, С. А. Степанов, В. Д. Пайгин, Э.С. Двилис, О.Л. Хасанов

¹Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр-т. Ленина, д. 30
*E-mail: rubinf@tpu.ru

Методом послойного формирования порошковых смесей состава $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG), $MgAl_2O_4$ (MAS), $ZrO_2-Y_2O_3$ (YSZ), легированных редкоземельными ионами в сочетании с ультразвуковым воздействием, и последующей консолидацией методом электроимпульсного плазменного спекания получена многослойная керамика в сочетаниях YAG/MAS, YSZ/YAG и MAS/YSZ с функционально-градиентными свойствами. Подробно изучены морфологические, механические, оптические и люминесцентные свойства изготовленной керамики.

В последние годы значительное внимание привлекают композиционные материалы нового поколения, известные как функционально-градиентные материалы (ФГМ), для них характерно отсутствие четких границ между компонентами и непрерывное пространственное изменение (градиент) физико-механических свойств [1]. Концепция создания ФГМ заключается в определении совокупности свойств, необходимых для выполнения заданных функций, закономерностей их пространственного распределения и получении такого градиента структур, составов и свойств компонентов, который позволил бы снизить концентрацию внутренних напряжений и увеличить ресурс работы материала в соответствии с предъявляемыми эксплуатационными требованиями. Обычно, под ФГМ понимают композиционный или однофазный материал, функциональные свойства которого равномерно или скачкообразно изменяются по определенному профилю [2]. Функционально-градиентные материалы обладают комбинацией свойств, которые отличаются от свойств исходных компонентов, и позволяют производить материал с заданными свойствами для требуемых условий применения в различных областях науки и техники.

При изготовлении ФГМ существенную роль играет разница между свойствами составляющих компонентов и необходимость получения свободного от макродефектов изделия. Процесс создания ФГМ можно разделить на формирование градиентной структуры и консолидацию. Процессы консолидации должны быть выбраны так, чтобы градиентная структура не была разрушена или изменена неконтролируемым образом в результате остаточных и термических напряжений и неравномерной усадкой. Наличие напряжений приводит к разрушению или расслоению и потере функциональных качеств ФГМ-структур, поэтому проблема определения комбинации свойств материалов и типа градиента является актуальной на сегодняшний день [3].

Получение оптических функционально-градиентных керамик также связано с определенными проблемами, более актуальными, чем для ФГМ на основе керамики иного назначения. Обычно для функциональной керамики ключевую роль играют интегральные характеристики, усредненные по объему изделий, поскольку именно они определяют ее конечные свойства: плотность, теплопроводность, прочность, и т.п. Однако в люминесцентном ФГМ даже локальные или слоевые нарушения свойств могут кардинально влиять на эффективность преобразования излучения и деградационные характеристики полученного изделия. Вместе с тем стоит отметить, что в случае люминесцентных характеристик данные изменения могут носить и положительный характер.

Среди множества типов поликристаллических оптико-люминесцентных материалов, в настоящее время наиболее перспективными являются наноструктурированные керамики на основе иттрий-алюминиевого граната ($Y_3Al_5O_{12}$, YAG), алюмомагниевого шпинели ($MgAl_2O_4$, MAS) кубического диоксида циркония, стабилизированного оксидом иттрия ($ZrO_2-Y_2O_3$, YSZ). Выбор этих материалов обусловлен комплексом их вы-

соких физико-механических и оптико-люминесцентных свойств, а также возможностью направленной коррекции последних путём введения активаторов (оксидов редкоземельных элементов или переходных металлов) в широком диапазоне концентраций и/или регулирования концентрации кислородных вакансий. Варьирование технологических параметров консолидации таких керамик позволяет целенаправленно создавать специфические центры свечения.

Целью настоящей работы является получение многослойной архитектуры керамика-керамика на основе оксидных систем MAS/YSZ, YAG/MAS и YSZ/YAG, легированных редкоземельными элементами с заданным распределением компонентов в объеме материала, методом электроимпульсного плазменного спекания в сочетании с ультразвуковым воздействием. Исследование структурных, оптических и излучательных свойств градиентных материалов.

Исследование поддержано Российским научным фондом проект №21-73-10100.

Список литературы

- 1 A.F. Hassan, et al., A review of functionally graded materials including their manufacture and applications // *Int. J. Mech. Eng.* Vol. 7 (1) pp. 744–755, 2022.
2. M. Naebe, K. Shirvanimoghaddam, Functionally graded materials: a review of fabrication and properties // *Appl. Mater. Today*, vol. 5, pp. 223–245, 2016.
3. G. Udupa, S.S. Rao, K.V. Gangadharan, Functionally graded Composite materials: An overview // *Procedia Materials Science*, vol. 5, pp. 1291–1299, 2014.

МНОГОЛЮМИНОФОРНОСТЬ СВЕРХЪЯРКИХ УГЛЕРОДНЫХ ТОЧЕК ИЗ ЛИМОННОЙ КИСЛОТЫ И ЭТИЛЕНДИАМИНА

А. М. Вервальд^{1*}, К. А. Лаптинский², М. Ю. Хмелева¹, Т. А. Доленко¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

*E-mail: alexey.vervald@physics.msu.ru

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына МГУ
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

Гидротермальная обработка смеси лимонной кислоты (ЛК) и этилендиамина (ЭДА) позволяет синтезировать углеродные точки (УТ), обладающие интенсивной фотолюминесценцией (ФЛ) в синей области с квантовым выходом более 95%. Однако конкретный результат синтеза существенно зависит от его параметров. В данной работе путём исследования базы из 392 образцов УТ с разным соотношением прекурсоров (ЭДА:ЛК 0–20:1), при разных температурах (80–200 °С) и временах синтеза (0.5–6 ч) обнаружено, что помимо основного максимума ФЛ в районе $\lambda_{\text{возб}}/\lambda_{\text{исп}}$ 350/440 нм/нм, на разных этапах синтеза наблюдается ещё 7 различных максимумов меньшей интенсивности. С помощью спектроскопии ИК поглощения подробно исследованы параметры и условия возникновения этих максимумов ФЛ, проанализирована структура соответствующих УТ.

Углеродные точки – флуоресцентные углеродные наночастицы размером менее 10 нм – за 20 лет после своего открытия приобрели значительную популярность [1]. Интерес к ним обусловлен интенсивной фотолюминесценцией УТ, спектр которой может находиться от синей до красной спектральной области и зависит от типа прекурсоров, использованного метода и параметров синтеза. В сочетании с экологичностью, дешевизной и простотой синтеза, эти свойства открывают перспективы использования УТ в роли оптических маркеров, носителей лекарств, наносенсоров окружения [1].

Одним из основных параметров сравнения различных УТ между собой является квантовый выход их люминесценции (КВЛ). Большинство УТ имеют КВЛ от единиц до нескольких десятков процентов, однако УТ, синтезированные из этилендиамина (ЭДА) и лимонной кислоты (ЛК), способны демонстрировать КВЛ более 90% [2]. Предполагается, что такое значение КВЛ, определённое для основного максимума УТ из ЭДА и ЛК в районе $\lambda_{\text{возб}}/\lambda_{\text{исп}}$ 350/440 нм/нм, обусловлено молекулярными люминофорами. По мнению многих авторов, такими люминофорами являются производные цитразиновой кислоты, в первую очередь 5-оксо-1,2,3,5-тетрагидроимидазо[1,2-а]пиридин-7-карбоновая кислота (IPCA) [3]. Однако, точная структура люминофоров УТ из ЭДА и ЛК, а также оптимальные условия синтеза таких люминофоров гидротермальным методом на данный момент не изучены.

В данной работе представлены результаты спектрального анализа 392 образцов УТ из ЭДА и ЛК, синтезированных методом гидротермального синтеза с разными соотношением прекурсоров (ЭДА:ЛК 0/0.1/0.5/1/2/4/10/20:1), температурах (в диапазоне 80–200 °С с шагом 20 °С) и временах синтеза (30 мин или 1–6 ч с шагом 1 ч). Анализ оптических свойств синтезированных УТ проводился с помощью флуоресцентной спектроскопии и спектроскопии оптического поглощения, анализ структуры наночастиц – с помощью спектроскопии ИК поглощения.

Как следует из спектральных данных, для синтезированных УТ из ЭДА и ЛК, обладающих яркой люминесценцией на $\lambda_{\text{возб}}/\lambda_{\text{исп}}$ 350/440 нм/нм, наблюдается также максимум на 245/440 нм/нм, интенсивность которого стабильно составляет ~80% от интенсивности в основном максимуме (см. примеры на рис. 1). При этом обнаружено, что форма этих полос одинакова, и КВЛ УТ на соответствующих длинах волны возбуждения не меняется при изменениях длины волны возбуждения на ~10 нм. Эти свойства позволяют предположить, что эти две полосы люминесценции обусловлены одним и тем же излучательным переходом молекулярного люминофора, способного возбуждаться двумя отдельными путями.

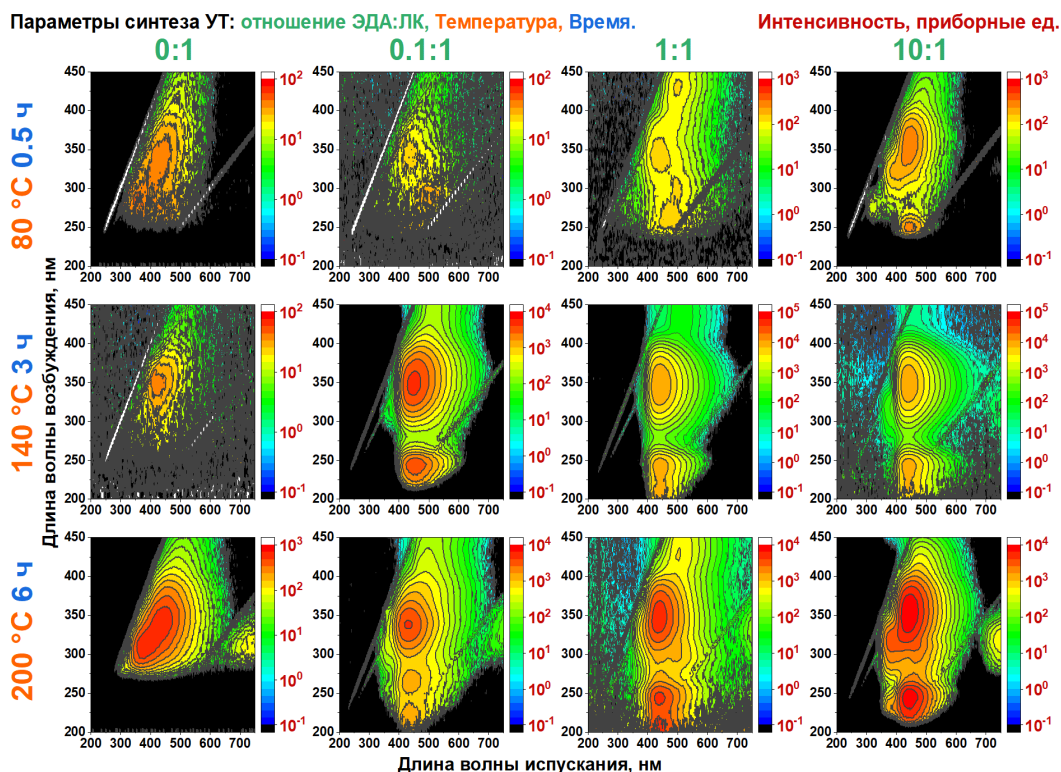


Рис. 1. 3D карты фотолуминесценции образцов УТ из этилендиамина и лимонной кислоты, синтезированных при разных параметрах синтеза.

В данной работе впервые обнаружено, что помимо этих двух основных максимумов, на картах люминесценции УТ из ЭДА и ЛК, синтезированных при различных параметрах синтеза, наблюдаются также ещё 6 других полос (рис. 1). Однако их интенсивность составляет порядка или меньше 1% от интенсивности в основном максимуме люминесценции. При этом эти полосы, в первую очередь, различимы для УТ с экстремальными параметрами синтеза: большим недостатком или избытком ЭДА в растворах прекурсоров, на начальных (80 °C 0.5 ч) или конечных (200 °C 6 ч) стадиях синтеза. Обратим внимание, что на рис. 1 шкала интенсивности отложена в логарифмическом масштабе и для разных УТ имеет различные пределы в приборных единицах.

В работе проанализированы условия возникновения и динамика изменения обнаруженных максимумов различных люминофоров УТ из ЭДА и ЛК, оценены, где это возможно, значения КВЛ как всего раствора синтезированных наночастиц, так и отдельно этих люминофоров. На основании данных ИК спектроскопии определены особенности молекулярных связей в различных УТ.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-72-01042, <https://rscf.ru/project/23-72-01042/>

Список литературы

1. N. Kottam, P.S. Smrithi. Luminescent carbon nanodots: Current prospects on synthesis, properties and sensing applications // *Methods Appl. Fluoresc.* vol. 9, 012001, 2021.
2. N.A.S. Omar, Y.W. Fen, R. Irmawati, et.al. A Review on Carbon Dots: Synthesis, Characterization and Its Application in Optical Sensor for Environmental Monitoring // *Nanomaterials*, vol. 12 (14), 2365, 2022.
3. Y. Song, S. Zhu, S. Zhang, et.al. Investigation from chemical structure to photoluminescent mechanism: a type of carbon dots from the pyrolysis of citric acid and an amine // *J. Mater. Chem. C*, vol 3 (23), pp. 5976–5984, 2015.

ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛ-ОКСИДНЫХ КОМПОЗИТОВ ZnO-Au И ZnO-Ag, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

А. В. Волокитина^{1*}, Д. А. Гончарова¹, В. А. Светличный¹

¹Национально Исследовательский Томский Государственный Университет
634050, Российская Федерация, Томск, пл. Ново-Соборная, д. 1
*E-mail: nvv0404@gmail.com

Проведено исследование фотокаталитических полупроводниковых наночастиц оксида цинка модифицированных плазмонными наночастицами золота и серебра, полученными методом импульсной лазерной абляции в жидкости. Добавление плазмонных наночастиц и наличие дополнительной обработки после лазерного синтеза образцов уменьшает содержание гидроксидкарбоната цинка и увеличивает фотокаталитические свойства оксида цинка под действием светодиодов с длинами волн 375, 410, 470, 532 и 590 нм.

Загрязнение окружающей среды является актуальной проблемой современного мира. Разработка безвредных методов очистки сточных вод стала одной из важных тем в экологии. К перспективным методам относится фотокаталитическая очистка – эффективная и безопасная технология разложения многих органических загрязнителей воды [1]. Поиск и создание стабильных и эффективных катализаторов, работающих в видимом диапазоне, является важной задачей в развитии фотокаталитических технологий. Оксид цинка (ZnO) – известный эффективный нетоксичный фотокатализатор ближней УФ области спектра ($E_g = 3,3$ эВ). Одним из методов улучшения его функциональных свойств, в т.ч. расширения спектрального диапазона является модифицирование благородными металлами (Au, Ag) с поверхностным плазмонным резонансом (ППР) в видимой области спектра [2]. Для получения фотокаталитически активных наночастиц (НЧ) существует множество методов синтеза. Импульсная лазерная абляция (ИЛА) в жидкости является современным, недорогим, достаточно простым и экологичным методом получения сложных композитных наноматериалов [3].

В данной работе методом ИЛА синтезирован оксид цинка модифицированных НЧ серебра и золота (1 масс%). В начале с использованием Nd:YAG лазер (1064 нм, 20 Гц, 7 нс, 150 мДж) были получены водные коллоидные растворы ZnO, Ag и Au. Затем коллоиды металлов и ZnO смешивались, гомогенизировались, продувались воздухом в течении 5 мин и высушивались при 60°C. Образцы исследовались методами рентгенофазового анализа (РФА), инфракрасной (ИК) и УФ-видимой спектроскопии.

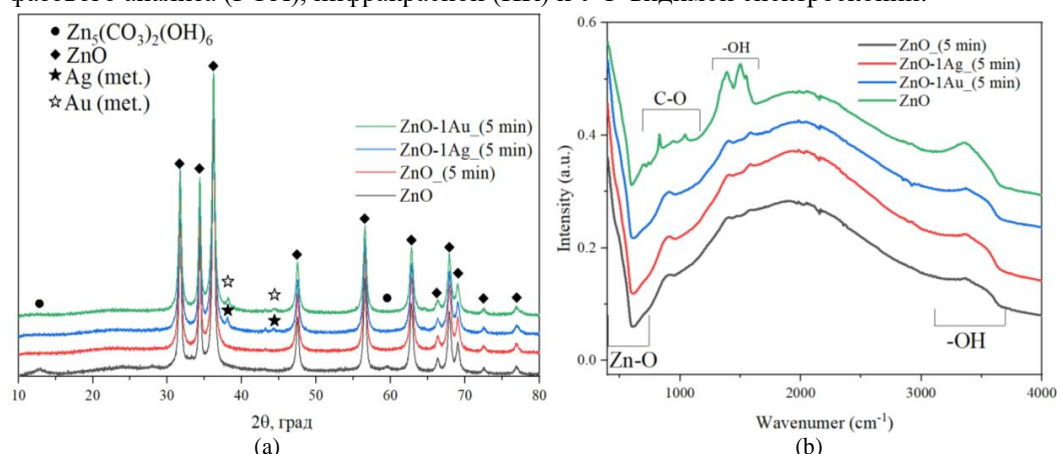


Рис. 1. Рентгенограммы (а) и ИК-спектры синтезированных образцов (б)

Как видно из рисунка 1, продувка коллоидных растворов воздухом сразу после лазерной абляции цинка стимулирует процесс окисления, что приводит к уменьшению количества гидроксидкарбоната цинка ($Zn_5(CO_3)_2(OH)_6$), который не участвует в фотокатализе. В спектрах РФА (рисунок 1а) можно наблюдать уменьшение содержания фазы

($Zn_5(CO_3)_2(OH)_6$) по характерному пику в районе 13° . Из ИК спектров (рисунок 1b) хорошо видно уменьшение интенсивности колебаний группы O–H после барботирования, а также исчезновение линий колебаний принадлежащим C–O. На ширину запрещенной зоны ZnO наличие гидроксикорбаната цинка или плазмонных наночастиц не влияет. По оценке, полученной из спектров диффузного отражения (СДО), методами Таука и DASF (метод производных) она составляет 3,3 эВ

Фотокаталитические свойства полученных образцов исследовались на примере модельного красителя родамина Б концентрацией 5×10^{-5} М под действием светодиодов с длинами волн 375, 410, 470, 532 и 590 нм. Фотокаталитическое разложение родамина Б под действием диодов с длиной волны 375 нм происходит без смещения спектров поглощения родамина (553 нм), что говорит о прямом разрушении структуры молекулы. Константа скорости реакции первого порядка рассчитывалась по изменению оптической плотности из спектров поглощения (таблица 1). Под действием излучения светодиодов видимой области спектра (410, 470, 532 и 590 нм) процесс разложения родамина Б сопровождается монотонным смещением максимума поглощения с 553 нм до 495 нм, что говорит о механизме разложения родамина Б через образование родамина 110 за счет отрыва этильных групп. Для расчёта констант скорости реакции проводилась декомпозиция спектров поглощения с использованием программы OMNIC 9.2.86 (Copyright © 1992-2012 Thermo Fisher Scientific Inc.) и рассчитывалась константа скорости диэтилирования (таблица 1).

Таблица 1
Константы скорости фотокаталитического разложения родамина Б под действием разных диодов (мин^{-1})

| | 375 нм | Диэтилирование | | | |
|------------------|--------|----------------|--------|--------|--------|
| | | 410 нм | 470 нм | 532 нм | 590 нм |
| ZnO | 0,0041 | 0,0017 | – | – | – |
| ZnO_ (5 min) | 0,0072 | 0,0108 | 0,0167 | 0,0312 | 0,0123 |
| ZnO-1Ag_ (5 min) | 0,0213 | 0,0290 | 0,0675 | 0,1305 | 0,0125 |
| ZnO-1Au_ (5 min) | 0,0080 | 0,0142 | 0,0245 | 0,0369 | 0,0161 |

Уменьшение содержания гидроксикорбаната цинка в композитных наночастицах увеличивает скорость фотокаталитической реакции при воздействии излучением всех представленных диодов, как и при добавлении плазмонных наночастиц серебра или золота. На данном этапе исследований установлено, что лучшую эффективность показывают НЧ ZnO, модифицированные серебром. Их каталитическая активность возрастает до 5 раз по сравнению с не модифицированным ZnO. Вероятно, это достигается за счет формирования барьера Шотки и оптимальной работе выхода для Ag. Причины низкой каталитической активности композитов ZnO-1Au будут изучены в дальнейшем. Также отметим, что при облучении длинноволновыми источниками (470 нм и длиннее) образующийся после диэтилирования родамин 110 разрушается очень медленно, поэтому такие катализаторы могут быть потенциально перспективны для селективных химических превращений. Например, для фотокаталитической переработки полупродуктов, получаемых из биомассы, таких как гидроксиметилфурфурол в ценные продукты.

Исследование поддержано Программой развития Томского государственного университета (Приоритет-2030)

Список литературы

1. B. Lellis, C.Z. Favaro-Polonio, J.A. Pamphile et. al. Effects of textile dyes on health and the environment and bioremediation potential of living organisms // *Biotechnology Research and Innovation*, vol. 3, pp. 275-290, 2019.
2. V. Vaiano, C.A. Jaramillo-Paez, M. Matarangolo et. al. UV and visible-light driven photocatalytic removal of caffeine using ZnO modified with different noble metals (Pt, Ag and Au) // *Materials Research Bulletin*, vol. 112, pp. 251–260, 2019.
3. Volokitina A.V., Fakhruddinova E.D., Goncharova D.A., et. al. Composite plasmonic nanostructures of Ag@ZnO generated by laser ablation and their photocatalytic destruction of rhodamine, tetracycline and phenol molecules // *Materials*, vol. 17, 527, pp. 1–20, 2024.

ВЛИЯНИЕ ГИП НА МИКРОСТРУКТУРУ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ИПС КОМПОЗИТОВ $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$

А. А. Ворновских^{1*}, О. О. Шичалин¹, А. П. Завьялов¹, С. С. Балабанов², Д. Ю. Косьянов¹

¹Дальневосточный федеральный университет
690922, Российская Федерация, Владивосток, о. Русский, п. Аякс, д. 10
*E-mail: vornovskikh_aa@dvfu.ru

²Институт химии высокочистых веществ имени Г. Г. Десятых РАН
603950, Российская Федерация, Нижний Новгород, ул. Троицкая, д. 49

Показана перспективность применения комбинированной техники спекания, сочетающей искровое плазменное спекание (ИПС) и горячее изостатическое прессование (ГИП), при формировании композитных керамических люминофоров $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$ (0.05-0.3 ат.% Ce^{3+}). Исследовано влияние постобработки ГИП на микроструктуру и люминесцентные свойства ИПС композитов. Использована методика с применением синхротронного излучения (СИ) для возбуждения люминесценции, выявлены её особенности для обеих серий образцов.

Применение лазерных диодов (ЛД) в качестве источников возбуждения позволяет получить белый свет с высокой плотностью люменов. Композитные керамические люминофоры $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$ рассматриваются как перспективные компоненты белых ЛД. При этом, мелкозернистые композиты показывают лучшую применимость при совмещении с ЛД в режиме отражения, где одну из ключевых ролей играет надлежащая рассеивающая способность люминофора.

Искровое плазменное спекание (ИПС), как одна из техник высокоскоростной консолидации под давлением, считается проверенным одностадийным методом получения опто-функциональных керамик с тонкодисперсной микроструктурой и некоторой присущей остаточной пористостью. Дополнительная стадия горячего изостатического прессования (ГИП) рассматривается как способ улучшения оптических свойств подобных керамических материалов.

Серии композитных керамик $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$ (0.05-0.3 ат.% Ce^{3+}) получены в рамках индивидуальной техники ИПС и при ее комбинировании с последующей стадией ГИП. Стадия ГИП способствовала некоторой гомогенизации зерен вторичной фазы в матрице граната, при уменьшении их дисперсии по размерам. Средние размеры зерен составных фаз YAG и Al_2O_3 составили ~4 и 2 мкм.

Исследованы спектры СИ-люминесценции и кинетики люминесценции на линии Ce:YAG 535 нм. Максимальная интенсивность достигнута при 0.2 ат.% Ce^{3+} , влияние ГИП на положение линии Ce:YAG незначительно – наблюдался монотонный рост ~527–534 нм для 0.05–0.3 ат.% Ce^{3+} . Кинетика люминесценции характеризовалась двумя модами затухания. Для быстрой моды наблюдался рост времени затухания ~0.7–3.0 нс и монотонное падение её доли от ~22–35 до ~14% с ростом содержания Ce^{3+} , при росте времени от ~20–30 до ~47–57 нс для медленной моды.

Проведена аттестация светотехнических характеристик люминофоров в зависимости от плотности входящей мощности 454 нм ЛД в режиме отражения. Лазерно-индуцированное насыщение люминесценции не наблюдалось до 14 Вт/мм². Для ИПС+ГИП-композитов $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$ (0.1-0.3 ат.% Ce^{3+}) с толщиной 1 мм достигнуты значения LF (LE) и CCT (CRI) 3300-3260 лм (212-210 лм/Вт) и 7352-5700 К (58-52), соответственно.

Благодарности: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (Проект № 20-73-10242).

Исследования с применением СИ проводились на базе УНУ “Комплекс ВЭПП-4–ВЭПП-2000” в ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН.

НЕРЕГУЛЯРНЫЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ СЕТЧАТЫЕ ПРОЗРАЧНЫЕ ПРОВОДЯЩИЕ ПОКРЫТИЯ С ЗАДАНЫМИ ОПТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

А.С. Воронин^{1,2,3*}, Ю.В. Фадеев², М.О. Макеев¹,
П.А. Михалёв¹, С.В. Хартов²

¹Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
105005, Российская Федерация, Москва, 2-я Бауманская, 5

²Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/12

³Сибирский Федеральный Университет

660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

*E-mail: a.voronin1988@mail.ru

В докладе рассматривается новый комплексный подход к контролю геометрических параметров нерегулярных сетчатых прозрачных проводящих покрытий (ППП). Впервые предложена методика позволяющая независимо регулировать средний размер ячейки и ширину дорожки сетчатого прозрачного проводящего покрытия. Полученный результат является перспективным инструментом контроля оптоэлектрических свойств сетчатых PPP, полученных при помощи самоорганизованного шаблона.

В последние годы интерес к сетчатым прозрачным проводящим покрытиям постоянно возрастает. Этот вид PPP обладает значительным потенциалом для использования в качестве прозрачного контакта в интеллектуальных окнах, оптоэлектронных устройствах (LED, OLED, солнечные батареи) [1], пассивные экраны электромагнитного излучения [2] и распределенные нагревательные элементы [3]. Стандартные методы получения сетчатых PPP, с малой величиной структурных элементов, это фото- и импринт-литография, являются дорогостоящими. В то время как методики, основанные на самоорганизации, имеют ограниченный контроль над геометрическими параметрами сетчатого PPP, что существенно влияет на его оптоэлектрические характеристики.

Мы сосредоточили внимание на шаблонах, полученных путем растрескивания тонких гелевых пленок. В целом методика аналогична стандартной фотолитографии, однако процесс получения шаблона существенно упрощён. Основным инструментом для управления параметрами трещиноватой структуры является изменение толщины, что приводит к линейному увеличению среднего размера ячейки и средней ширины трещины [4]. На данный момент ни в одной из работ, посвященных самоорганизованным шаблонам, не были предложены механизмы для независимого контроля средней ширины ячейки и средней ширины трещины.

В качестве материала для формирования самоорганизованного шаблона мы использовали яичный белок. Было замечено, что добавление малых порций яичного желтка (≤ 1 об. %) формирует эмульсию по типу «масло в воде» (М/В). Наличие микрокапель приводит существенному росту механических напряжений в процессе сушки, в результате чего наблюдается уменьшение среднего размера ячейки. На рис.1 приведены гистограммы зависимости среднего размера ячейки и средней ширины трещины от концентрации яичного желтка, для плёнок яичного белка с толщиной жидкого слоя 40 мкм. Таким образом с помощью добавления концентраторов механических напряжений удалось варьировать средний размер ячейки от 283.3 ± 141.7 мкм (без добавки концентраторов напряжений) до 18.7 ± 9.4 мкм (1 об. % концентраторов напряжений). Аппроксимация зависимости степенной функцией приведена на рис.1 При этом средняя ширина трещины осталась зафиксированной на уровне 2.1 ± 0.35 мкм.

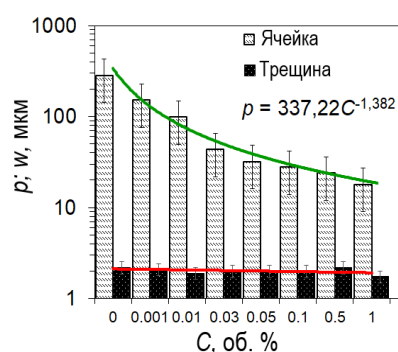


Рис. 1 Зависимость среднего размера ячейки и средней ширины трещины самоорганизованного шаблона, от количества концентраторов механических напряжений

На рис. 2 приведены примеры трёх сетчатых ППП с различным размером ячейки и фиксированной шириной трещины

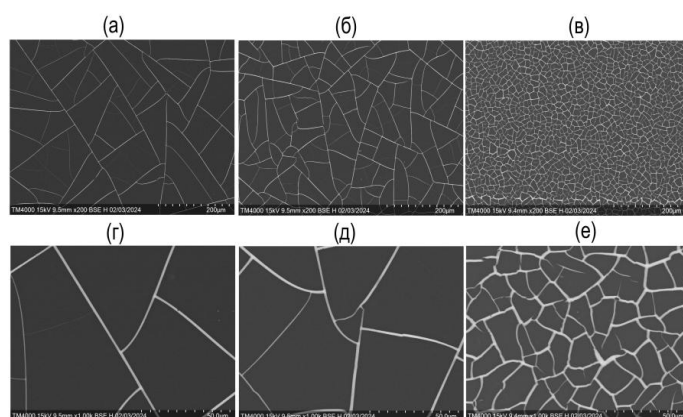


Рис.2 Примеры серебряного сетчатого ППП, толщиной 100 нм с различным размером ячейки и фиксированной шириной трещины, количество концентраторов напряжений составляет: 0.01 % (а и г); 0.1 % (б и д); и 1 % (в и е)

Проведено комплексное исследование оптоэлектрических свойств показано, что пропускание в видимом диапазоне длин волн коррелирует с площадью металлизации. Указанный метод позволяет получать нерегулярные сетчатые ППП с пропусканием в видимом диапазоне более 95 % при поверхностном сопротивлении менее 10 Ом/кв.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FSN-2024-0016).

Список литературы

1. H. B. Lee, W.-Y. Jin, M. M. Ovhall et al. Flexible transparent conducting electrodes based on metal meshes for organic optoelectronic device applications: a review // *Journal Materials Chemistry C*, vol. 7, pp. 1087-1110, 2019.
2. A. S. Voronin, Y. V. Fadeev, F. S. Ivanchenko et al. Original concept of cracked template with controlled peeling of the cells perimeter for high performance transparent EMI shielding films // *Surface and Interfaces*, vol. 38, pp. 1027932023.
3. K. D. M. Rao, G. U. Kulkarni. A highly crystalline single Au wire network as a high temperature transparent heater. *Nanoscale*, vol. 6, pp. 5645–5651, 2014.
4. S. Kiruthika, K. D. M. Rao, A. Kumar et al. Metal wire network based transparent conducting electrodes fabricated using interconnected crackled layer as template. *Materials Research Express*, vol. 1, pp. 026301, 2014.

ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК ПЛАЗМОННЫХ И РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ НА АТОМНУЮ СТРУКТУРУ И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ЦИНКОФОСФАТНЫХ СТЕКОЛ

М. П. Ветчинников^{1*}, Э. М. Зинина¹, В. В. Срабионян², В. А. Дурыманов², Е. С. Игнатьева¹,
К. И. Рунина¹, И. А. Викленко², Д. С. Рубаник², А. С. Липатьев¹, Г. Ю. Шахгильдян¹,
А. А. Велигжанин³, Л. А. Бугаев², В. Н. Сигаев¹

¹Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева
125047, Российская Федерация, Москва, Миусская пл., д. 9

*E-mail: vetchinnikov.m.p@muctr.ru

²Южный федеральный университет

344090, Российская Федерация, Ростов-на-Дону, ул. Зорге, д. 5

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Российская Федерация, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

Методами оптической спектроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния, а также рентгеновской спектроскопии поглощения EXAFS и XANES изучено влияние добавок оксидов серебра, золота, рубидия, неодима и эрбия на спектрально-люминесцентные свойства и структуру цинкофосфатных стекол. Установлена возможность локального формирования наноагрегатов серебра в синтезированных стеклах под действием фемтосекундного лазерного излучения. Полученные данные закладывают основы для дальнейших исследований по активации цинкофосфатных стекол редкоземельными ионами и плазмонными металлами и разработке на их основе материалов с улучшенными люминесцентными характеристиками.

Создание высокоэффективных светоизлучающих сред остается одной из важнейших задач современного оптического материаловедения. В этом отношении повышенный интерес представляют фосфатные стекла, активированные редкоземельными ионами (РЗИ). Однако известно, что интенсивность люминесценции таких стекол может быть значительно повышена в присутствии кластеров или плазмонных наночастиц металлов [1]. Такие наноагрегаты, которые могут быть сформированы в стеклах в результате объемного [2] или локального [3] нагрева, способны оказывать влияние на интенсивность люминесценции РЗИ за счет эффектов переноса энергии или усиления локального поля. Поэтому для создания таких материалов необходимо определить характер взаимовлияния между стеклянной матрицей и вводимыми в ее состав добавками, что позволит заложить фундаментальные основы для однозначного установления условий и механизма сенсбилизации люминесценции РЗИ металлическими плазмонными наноагрегатами.

В работе представлены результаты исследования структуры и спектрально-люминесцентных свойств цинкофосфатных стекол состава $43\text{ZnO}-57\text{P}_2\text{O}_5$ (мол.%), содержащих добавки оксидов серебра, золота, рубидия, неодима, или эрбия. Синтез стекол осуществлялся методом варки в электрической печи с карбидокремниевыми нагревателями при температуре $1400\text{ }^\circ\text{C}$ с выдержкой при этой температуре в течение 2 ч. По результатам проведенных варок были определены предельные значения содержания добавок оксидов серебра (16 мол.%), золота (0,016 мол.%) и рубидия (8 мол.%), превышение которых способствует кристаллизации при выработке или нарушению однородности синтезируемых стекол. Применение методов рентгеновской спектроскопии поглощения

EXAFS и XANES с последующей математической обработкой полученных данных позволило установить атомную структуру центров, образованных в стеклах в результате введения в их состав добавок оксидов серебра, рубидия, неодима или эрбия. Полученные результаты выявили сходство сформированных центров со структурой кристаллических Ag_3PO_4 , Rb_2O , NdPO_4 и $\text{ErO}_{14}\text{P}_5$. Изучение стекол методом спектроскопии комбинационного рассеяния показало, что введение оксидов серебра и рубидия вызывает деполимеризацию структурной сетки стекол, тогда как добавки оксидов золота, неодима и эрбия практически не оказывают влияния на нее. Изучение спектрально-

люминесцентных свойств стекол, активированных РЗИ Nd^{3+} и Er^{3+} , показало, что их введение способствует появлению типичных полос поглощения и люминесценции, соответствующих электронным переходам в данных ионах. Введение добавки оксида серебра способствовало смещению края поглощения и появлению максимума люминесценции при 625 нм (при возбуждении на длине волны 370 нм), оксида золота – появлению полосы поглощения с максимумом при 540 нм, оксида рубидия – к небольшому смещению края поглощения.

Образцы всех синтезированных стекол были также облучены фемтосекундными лазерными импульсами в количестве от 1 до 10^6 , частотой повторения 100-1000 кГц, длительностью 180 фс и энергией 20-400 нДж. В результате лазерного воздействия в объеме образцов синтезированных стекол были сформированы наборы кольцевидных микрообластей, размер которых увеличивался по мере возрастания частоты повторения, количества и энергии лазерных импульсов. В случае серебросодержащих стекол записанные микрообласти характеризовались появлением характерной для плазмонных наночастиц серебра желтой окраски и люминесценцией в видимом спектральном диапазоне. На спектрах поглощения, записанных с окрашенных микроструктур, было зафиксировано появление полосы с максимумом при 450 нм, а на спектрах люминесценции – полосы с максимумом при 575 нм при возбуждении на длине волны 488 нм. Подобный результат указывает на то, что в результате лазерной микрообработки данных стекол произошло локальное формирование микрообластей, содержащих одновременно люминесцирующие кластеры Ag_m^{n+} и плазмонные наночастицы серебра. В случае стекол, содержащих добавки оксидов золота, рубидия, неодима и эрбия, изменения окраски или возникновения люминесценции в области воздействия лазерного пучка не было зафиксировано.

Полученные в результате проведенного исследования данные о структуре и спектрально-люминесцентных свойствах синтезированных стекол, а также эффектах, возникающих в результате модифицирования их структуры плотно сфокусированным пучком фемтосекундного лазера, являются многообещающими для развития представлений о механизме взаимодействия РЗИ и наноагрегатов плазмонных металлов в стеклянных матрицах и создания на их основе сред с улучшенными светоизлучающими характеристиками.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 23-12-00102).

Список литературы

1. E. Trave, M. Back, E. Cattaruzza, et. al. Control of silver clustering for broadband Er^{3+} luminescence sensitization in Er and Ag co-implanted silica // *Journal of Luminescence*, vol. 197, pp. 104-111, 2018.
2. J.A. Jimenez, M. Sendova. Catalyst role of Nd^{3+} ions for the precipitation of silver nanoparticles in phosphate glass // *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 691, pp. 44-50, 2017.
3. Y. Petit, G. Galleani, G. Raffy, et. al. Three-dimensional high spatial localization of efficient resonant energy transfer from laser-assisted precipitated silver clusters to trivalent europium ions // *Crystals*, vol. 11, 148, 2021.

СИММЕТРИЙНЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ КРИСТАЛЛОВ ПО ИХ УГЛОВЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ

Е. В. Головкина¹, А. С. Крылов¹, С. Н. Крылова¹, В. В. Воног², А. Н. Втюрин^{1,2,*}

*E-mail: vtyurin@iph.krasn.ru

¹ Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия

Спектроскопия комбинационного рассеяния света широко применяется для исследования динамики решетки кристаллов. Интерпретация экспериментального спектра начинается с определения типов симметрии наблюдаемых колебаний. Для проведения такого анализа необходимо получить поляризованные спектры от ориентированных монокристаллов. Однако зачастую малые размеры имеющихся образцов, неточности их ориентировки и установки в спектрометре, значительные – порой более, чем на порядок – отличия интенсивностей спектральных линий, эффекты двулучепреломления или оптической активности сильно усложняют решения этой задачи. В данном сообщении описывается экспериментальная методика, в которой для проведения симметричного анализа используются угловые зависимости интенсивностей линий комбинационного рассеяния.

Методика реализована на базе спектрометра комбинационного рассеяния T64000 (HORIBA Jobin Yvon). Встроенный микроскоп позволяет получать спектры микрообразцов размерами от 2 мкм. Для автоматизации вращения образца, размещенного на предметном столике спектрометра, разработан и изготовлен макет приставки (показан на рисунке). Вращение осуществляется с помощью шагового двигателя, который подключен к управляющему компьютеру спектрометра при помощи платы Arduino. Для управления приставкой и передачи параметров написан скрипт управляющей программы спектрометра LabSpec 5.

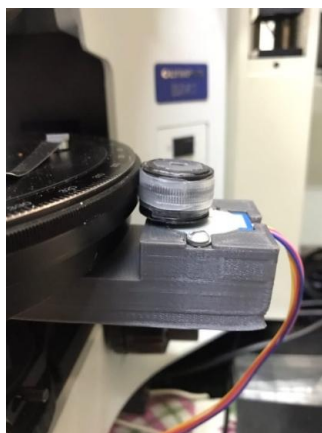


Рис. 1. Приставка автоматизированного вращения предметного столика спектрометра.

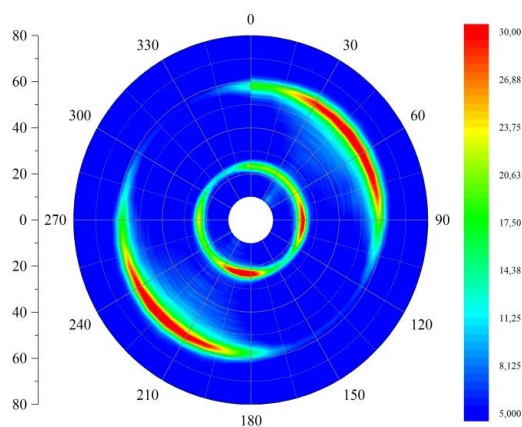


Рис. 2. Угловая диаграмма интенсивностей характеристических линий металлоорганического каркаса DUT-8.

Методика протестирована на спектрах микрокристаллов каломели и ее использование иллюстрируется на примере анализа спектров микрокристаллов редкоземельных ферроборатов и ряда металлоорганических каркасов.

Список литературы

1. Слюсаренко Н. В., Юшина И. Д., Слюсарева Е. А. Головкина Е. В., Крылова С. Н., Втюрин А. Н., Крылов А. С. Определение направления пор в кристаллическом металлоорганическом каркасе с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света и периодических расчётов, основанных на теории функционала электронной плотности// Автометрия, т. 59, С. 41–51, 2023.

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЕННОГО ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

С. В. Заботнов^{1*}, Д. В. Шулейко¹, Е. В. Кузьмин^{1,2}, П.П. Пахольчук^{1,2}, Л.Д. Волковойнова³, А.А. Сердобинцев³, П. К. Кашкаров¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

*E-mail: zabotnov@physics.msu.ru

²Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинский проспект, д.53

³Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Институт физики
410012, Российская Федерация, Саратов, ул. Астраханская, д.83

Фемтосекундное лазерное облучение пленок аморфного кремния позволяет создавать лазерно-индуцированные поверхностные периодические структуры, наличие которых обеспечивает дихроизм и двулучепреломление пленок в инфракрасном диапазоне.

Передовые технологии фотоники и микроэлектроники позволяют создавать компактные планарные элементы интегральной оптики и фотонных интегральных схем. Наиболее распространенным базовым материалом в данных технологиях выступает кремний. Облучение поверхностей кремния фемтосекундными лазерными импульсами может изменять их фазовое состояние (аморфное или кристаллическое) и модулировать рельеф с микронной и даже субмикронной точностью.

Одним из перспективных подходов в таком структурировании является изготовление лазерно-индуцированных поверхностных периодических структур (ЛИППС), которые могут обеспечивать существенную оптическую [1] и электрофизическую [2] анизотропию облученных пленок аморфного кремния за счет анизотропии формы периодического рельефа.

В нашей работе мы получили ЛИППС в тонких пленках аморфного кремния, различающихся наличием или отсутствием нижнего полиимидного или верхнего алюминиевого слоев, и проанализировали спектры отражения в инфракрасном диапазоне при различных поляризациях падающего на образцы света.

Пленки для облучения были изготовлены методом магнетронного распыления на стеклянные подложки. Было исследовано три типа образцов: только слой аморфного кремния, слой аморфного кремния на гибком подслое из полиимида и слой аморфного кремния с алюминиевым покрытием толщиной 10 нм. Все слои аморфного кремния имели толщину 1.0 мкм.

ЛИППС возникали во всех образцах в результате облучения фемтосекундными лазерными импульсами (Satsuma Amplitude Systems, 300 фс, 515 или 1030 нм) в растровом режиме. Площадь облученной поверхности составляла до 5x5 мм². Структуры представляют собой решетки, ориентированные перпендикулярно поляризации структурирующего излучения. Их периоды близки к длине волны. Глубина рельефа достигала 100 нм. Данные спектроскопии комбинационного рассеяния света показывают частичную кристаллизацию поверхности.

Появление ЛИППС обусловлено фотоиндуцированной генерацией поверхностных плазмон-поляритонов и подтверждается расчетами по теории Сайпа–Друде [3]. Плазмон-поляритонный механизм подтверждается также меньшей энергией лазерного импульса, необходимой для изготовления ЛИППС в образце с тонким алюминиевым покрытием по сравнению с кремниевой пленкой без него (1.6 мДж вместо 3.6 мДж). Для генерации поверхностных плазмонных поляритонов необходимы свободные носители заряда. Алюминиевое покрытие априори имеет свободные носители, а пленка чистого кремния требует дополнительной энергии для их возбуждения.

Спектры отражения для всех образцов измерялись в диапазоне 550–6500 см⁻¹ (1.5–

18 мкм) при угле падения 13° и поляризациях поля \mathbf{E} перпендикулярно (\perp) и параллельно (\parallel) направлению полос ЛИППС. Измеренные спектры свидетельствуют о наличии дихроизма в облученных образцах. Его величина оценена по закону Бугера–Ламберта–Бера и достигает максимального значения 0.12 мм^{-1} в образцах без алюминиевого покрытия (рис. 1а). Все спектры облученных образцов характеризуются интерференцией в тонких пленках. Анализ положения интерференционных максимумов позволил найти показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн. Максимальное значение двулучепреломления составляет 0.2 для диапазона $3700\text{--}5300 \text{ см}^{-1}$ ($1.9\text{--}2.7 \text{ мкм}$) в образце с алюминиевым покрытием (рис. 1б). Полученные результаты хорошо согласуются с расчетами в рамках обобщенной модели Бруггемана [4] для чередующихся компонентов из аморфного и кристаллического кремния.

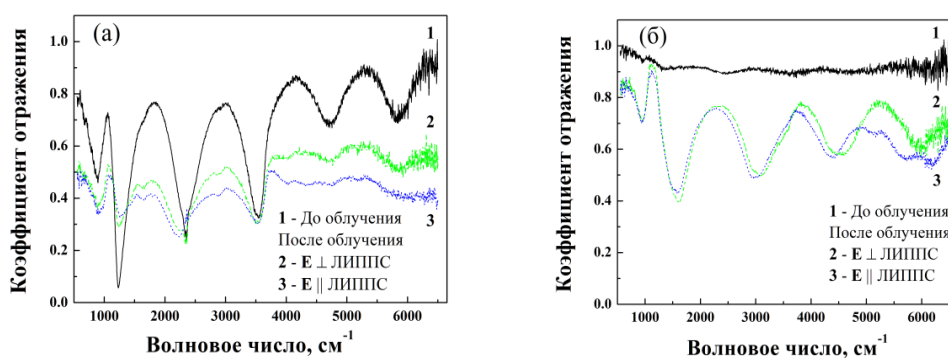


Рис. 1. Спектры отражения исходных и облученных пленок аморфного кремния толщиной 1 мкм на стеклянной подложке без напыления верхнего слоя (а) и с напыленным сверху слоем алюминия (б).

Таким образом, значения дихроизма и двулучепреломления облученных кремниевых пленок с ЛИППС достаточны для создания планарных поляризационных элементов, таких как поляризационно-чувствительные светофильтры и фазовые пластины.

Исследование выполнено за счет средств гранта РНФ № 22-19-00035, <https://rscf.ru/project/22-19-00035/>.

Список литературы

1. R. Drevinskas, M. Beresna, M. Gecevičius, et.al. Giant birefringence and dichroism induced by ultrafast laser pulses in hydrogenated amorphous silicon // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, 171106, 2015.
2. D. Shuleiko, S. Zobotnov, M. Martyshov, et.al. Femtosecond laser fabrication of anisotropic structures in phosphorus- and boron-doped amorphous silicon films // *Materials*, vol. 15, 7612, 2022.
3. J. Bonse, A. Rosenfeld, J. Krüger. On the role of surface plasmon polaritons in the formation of laser-induced periodic surface structures upon irradiation of silicon by femtosecond-laser pulses // *J. Appl. Phys.*, vol. 106, 104910, 2009.
4. D. Schmidt, M. Schubert. Anisotropic Bruggeman effective medium approaches for slanted columnar thin films // *J. Appl. Phys.*, vol. 114, 083510, 2013.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА НА ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ФОТОТОК В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СЕЛЕНИДА МЕДИ С НАНОЧАСТИЦАМИ МЕДИ

В. С. Антропова*, А. Е. Фатеев, В. Я. Когай, Р. Г. Зонов, Т. Н. Могилева, Г. М. Михеев

*Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения
Российской академии наук
426067, Российская Федерация, Ижевск, ул. Т. Барамзиной, д. 34
E-mail: avs@udman.ru

В тонких пленках селенидов меди, синтезированных методом последовательного термического испарения селена и меди, возможна генерация поляризационно-зависимого фототока, обусловленного поверхностным фотогальваническим эффектом и эффектом увлечения. В данном докладе представлены результаты исследования влияния фазового состава синтезированных пленок на импульсы фототока наносекундной длительности, возникающих в указанных пленках при накачке наносекундными лазерными импульсами в широком диапазоне длин волн 266 – 1064 нм. Показано, что фазовым составом пленок селенидов меди можно управлять изменением условия их получения, что, в свою очередь, позволяет управлять эффективностью генерации в них поляризационно-чувствительного фототока, зависящего от направления волнового вектора падающего излучения.

Селениды меди, находящиеся в различных стехиометрических (CuSe , Cu_2Se , Cu_3Se_2) и нестехиометрических (Cu_{2-x}Se) фазовых состояниях, широко применяются в фотонике и оптоэлектронике. Недавно в наших работах [1, 2] была показана возможность генерации циркулярного фототока в тонких пленках CuSe . Целью данной работы является получение тонких пленок селенидов меди различного фазового состава и исследование в них поляризационно-чувствительного фототока при накачке лазерными импульсами наносекундной длительности в широком диапазоне длин волн.

Исследуемые тонкопленочные структуры синтезировались методом последовательного вакуумного термического испарения на стеклянную подложку гранул Se с массой 15 мг и Cu с массой 5, 8, 11 и 14 мг в едином вакуумном цикле с последующим термическим отжигом при температуре 140 °С в течение 30 минут. Так были изготовлены образцы пленок $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(5 \text{ мг})$, $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(8 \text{ мг})$, $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(11 \text{ мг})$ и $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(14 \text{ мг})$ с толщиной 99, 108, 135 и 160 нм соответственно, фазовый состав которых до и после термического отжига представлен в табл. 1.

Таблица 1

| Фазовый состав синтезированных пленок | | |
|---|---|--|
| Образец | Фазовый состав до термического отжига | Фазовый состав после термического отжига |
| $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(5 \text{ мг})$ | Se_8 , CuSe_2 , CuSe , наночастицы Cu | t- Se , CuSe_2 , CuSe , наночастицы Cu |
| $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(8 \text{ мг})$ | Se_8 , CuSe_2 , CuSe , наночастицы Cu | t- Se , CuSe_2 , CuSe , наночастицы Cu |
| $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(11 \text{ мг})$ | CuSe , Cu_3Se_2 , наночастицы Cu | CuSe , Cu_3Se_2 , наночастицы Cu |
| $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(14 \text{ мг})$ | $\text{Cu}_{1.95}\text{Se}$, наночастицы Cu | Cu_2Se , наночастицы Cu |

Генерация фото-ЭДС (фототока) в синтезированных пленках исследовалась с помощью $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ лазерной установки с пассивной модуляцией добротности, генерирующей одночастотные лазерные импульсы TEM_{00} – моды. Излучение лазера на основной длине волны 1064 нм с частотой повторения 1 Гц с помощью нелинейно-оптических кристаллов преобразовывалось в излучение с длиной волны второй (532 нм), третьей (354.7 нм) и четвертой (266 нм) гармоник.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости коэффициентов преобразования света в продольную фото-ЭДС $\eta_{x,p}$ и $\eta_{x,s}$ при p -и s -поляризациях соответственно, а также в поперечную фото-ЭДС $\eta_{y,\text{lin}}$ и $\eta_{y,\text{cir}}$ при линейной и циркулярной поляризациях соответственно, полученные для пленочной структуры $\text{Se}(15 \text{ мг})/\text{Cu}(5 \text{ мг})$. При этом коэффициент преобразования определялся как отношение экстремального значения импульса фото-ЭДС к энергии импульса лазерной накачки. Зависимости коэффициента преобразования для различных поляризаций от длины волны накачки также были по-

лучены для других синтезированных пленочных структур, приведенных в табл. 1. Из рис. 1 видно, что эффективность генерации импульсов фото-ЭДС существенно зависит от поляризации падающего излучения. Коэффициенты преобразования в пленках заметно возрастают после их термического отжига. В докладе приведено подробное обсуждение этих и других полученных весьма интересных результатов.

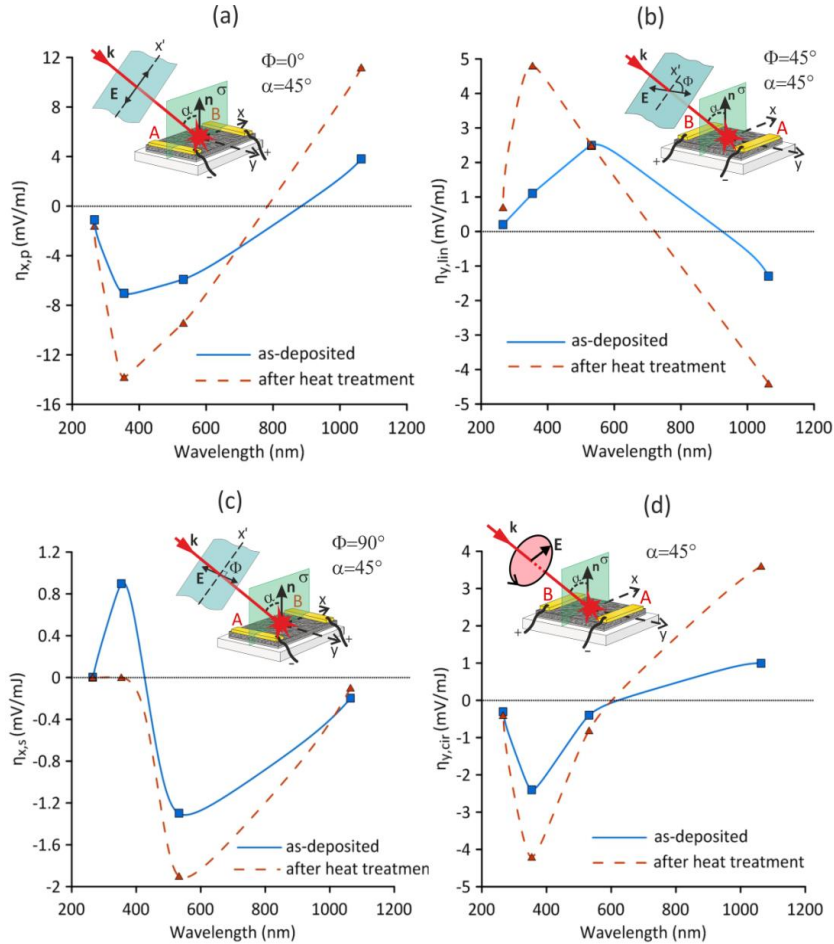


Рис. 1. Коэффициенты преобразования света в продольную фото-ЭДС при p - и s -поляризациях (а, с) и в поперечную фото-ЭДС при линейной ($\Phi = 45^\circ$) (b) и циркулярной (d) поляризациях для пленки Se(15 мг)/Cu(5 мг). Синие (квадратные) и красные (треугольные) точки соответствуют экспериментальным данным, полученным для пленок до и после их термической обработки соответственно. Во вставках показаны соответствующие схемы измерения продольной и поперечной фото-ЭДС, где А и В - измерительные электроды, прикрепленные к пленке, лежащей в плоскости x - y

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки России (№ гос. рег. 1021032422167-7-1.3.2).

Список литературы

1. G.M. Mikheev, V.Ya. Kogai, T.N. Mogileva, et.al. Photon helicity driven surface photocurrent in CuSe films // Appl. Phys. Lett., vol. 115, p. 061101, 2019.
2. A.E. Fateev, T.N. Mogileva, V.Ya. Kogai, et.al. Incident Angle Dependence of the Waveform of the Polarization-Sensitive Photoresponse in CuSe/Se Thin Film // Appl. Sci., vol. 12, p. 6869, 2022.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР С ЖИДКИМИ КРИСТАЛЛАМИ МЕТОДАМИ ПОЛЯРИМЕТРИИ И ОПТИЧЕСКОЙ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

И.А. Азаров, В. А. Швец, Е. В. Спесивцев

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
660090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13
E-mail: azarov_ivan@mail.ru

Представлены аппаратные и методические разработки для исследования жидкокристаллических слоёв и LCOS матриц на их основе методами поляриметрии и эллипсометрии. Описана оригинальная оптическая схема измерения фазового сдвига при отражении света. Показаны возможности спектральной эллипсометрии для исследования оптических и структурных свойств ЖК слоёв.

Разработка технологии создания динамических пространственных фазовых модуляторов света на основе анизотропных слоёв жидких кристаллов (ЖК) является актуальной задачей современной микроэлектроники. Успешное решение этой задачи предполагает наличие прецизионных методов контроля различных параметров ЖК слоёв: оптических констант, толщины, фазового сдвига световой волны при отражении и других. Поляризационные оптические методы – поляриметрия и эллипсометрия – являются наиболее подходящими для такого контроля

Нами предложена и опробована 3-х канальная оптическая схема для измерения фазового сдвига Δ при отражении от матрицы ячеек ЖК слоя (рис. 1). Схема включает проекционную оптику и фотоприёмные матрицы, которые позволяют определять Δ независимо в каждой ячейке массива ЖК матрицы. Для расчёта фазового сдвига получено простое аналитическое выражение, с помощью которого можно оптимизировать параметры элементов схемы для достижения максимальной точности измерений. Наличие фазосдвигающих элементов в каналах 2 и 3 делает возможным однозначное определение Δ во всём диапазоне от 0 до 2π . В отличие от одноканальной бескомпенсаторной схемы, для которой существуют области значений Δ с неограниченным возрастанием ошибки, использование всех трёх каналов позволяет избежать этой проблемы. Проведено моделирование, которое показывает, что реально достижимая точность измерения Δ может составлять десятые доли градуса, что удовлетворяет требованиям, предъявляемым для контроля ЖК модуляторов.

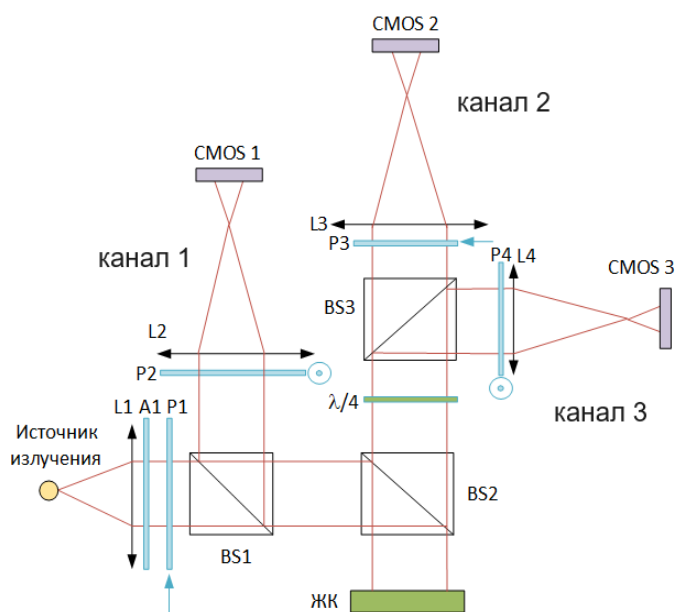


Рис. 1. Схема матричного поляриметра

Слой ЖК представляют собой оптически одноосную среду, направление оптической оси которой составляет некоторый угол α с нормалью к поверхности, который изменяется при приложении электрического поля. Нами рассмотрено отражение поляризованного света от такой среды для произвольного значения α . Получено аналитическое выражение для эллипсометрических параметров Ψ и Δ в зависимости от оптических констант ЖК и угла α . В двух предельных случаях, когда оптическая ось лежит в плоскости образца ($\alpha=90^\circ$) или направлена по нормали ($\alpha=0^\circ$), полученные выражения, совпадают с известными формулами [1]. Предложен численный алгоритм для определения обыкновенного n_o и необыкновенного n_e показателей преломления ЖК.

Также получены аналитические выражения, описывающие параметры Ψ , Δ для однослойной системы подложка – слой ЖК. На рис. 2 показаны измеренные спектры Ψ и Δ для слоя ЖК толщиной 7 мкм на алюминии. Высокочастотная модуляция параметров является следствием интерференции на слое и позволяет оценить его толщину. Низкочастотная модуляция параметра Ψ и периодическое изменение Δ от 0 до 360° определяется разностью $\Delta n = n_o - n_e$. Сравнение этих спектральных зависимостей с теоретическими, рассчитанными из полученных нами формул, показывает качественное совпадение. Разрабатывается численный алгоритм для определения параметров исследуемой структуры путём сравнения экспериментальных и рассчитанных спектров.

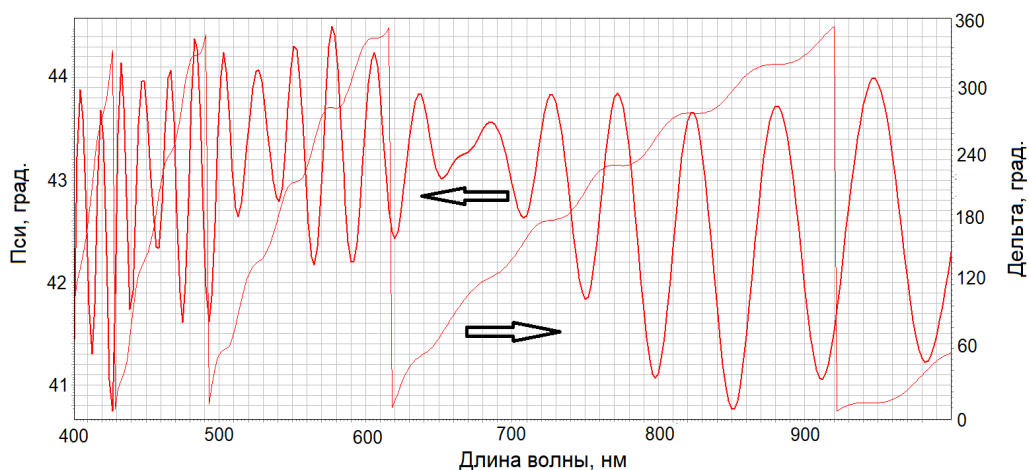


Рис. 2. Спектры эллипсометрических параметров слоя ЖК на алюминиевой подложке.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025»

Список литературы

1. Р. Аззам, Н. Башара Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981, 583 с.

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ КРАСИТЕЛЯ BIS(BODIPY) В ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКЕ

Ш. Т. Бердыбаева^{1*}, Е. Н. Тельминов¹, Т. А. Солодова¹, О. Д. Нагаева¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36

*E-mail: sheim@mail.ru

Представлены результаты исследования люминесцентных и генерационных характеристик активного фотовозбуждаемого планарного волновода из полиметилметакрилата (ПММА), допированного борфторидными комплексами дипиррометенов 2,2'-bis(BODIPY). Отмечены особенности спектральных характеристик в растворе толуола и тонкопленочном волноводе из ПММА при фотовозбуждении второй и третьей гармониками YAG - Nd³⁺ лазера (LQ 215).

Флуорофоры на основе BODIPY нашли широкое применение в различных областях науки и техники благодаря таким свойствам как высокая квантовая эффективность флуоресценции, высокие коэффициенты молярной экстинкции и фотостабильность. Они могут быть использованы как лазерно-активные среды, компоненты светоизлучающих диодов, солнечных батарей, оптических материалов для сенсоров. В работе [1] показана возможность создания эффективных твердотельных органических лазерных сред (BODIPY), с возбуждением 2-ой гармоникой (532 нм) YAG- Nd³⁺ лазера.

В данной работе приведены результаты исследования тонкопленочных структур, допированных 2,2'-bis(BODIPY). Фотовозбуждение активного планарного волновода осуществлялось на двух длинах волн 532 нм и 355 нм.

Тонкопленочный фотовозбуждаемый лазер представляет собой планарную волноводную структуру, содержащую органическую лазерно-активную среду в виде тонкой пленки, нанесенной на подложку. Возбуждение лазерно-активной среды производится внешним источником оптической накачки и может осуществляться как в продольном, так и в поперечном вариантах. Лазерное излучение, генерируемое в активном волноводе, распространяется по нему виде волноводных TE-, TM- мод и состоит из дискретного набора частот, определяемого размерами волновода.

Тонкопленочные планарные структуры формировались из раствора толуола, содержащего ПММА (100 мг в 1 мл раствора) и 2,2'-bis(BODIPY) (10⁻³ М), на стеклянных подложках размером 2,5×2,5 см методом центрифугирования. Толщина активного тонкопленочного волноводного слоя составила 1 мкм.

В качестве источника возбуждения использовалось излучение второй гармоники (532 нм) и третьей гармоники (355 нм) YAG-Nd³⁺ лазера с длительностью импульса $\tau_p = 10$ нс. Для накачки применялась поперечная схема возбуждения, при которой излучение фокусировалось системой линз на образец в полоску с размерами 1×0,05 см. Таким образом, размеры активного волновода составляли 10×0,5×0,001 мм

Исследованы пороговые уровни накачки и динамика сужения спектральных линий генераций при возбуждении излучением второй и третьей гармониками YAG-Nd³⁺ лазера. Показано, что вблизи порога генерации в активном планарном волноводе сначала происходит сужение линии генерации, а затем наблюдается экспоненциальный рост интенсивности излучения. Проведено сравнение генерационных характеристик 2,2'-bisBODIPY фотовозбуждаемого планарного волновода и характеристик раствора 2,2'-bisBODIPY в толуоле.

Работа выполнена в рамках научного проекта Приоритет-2030, № НУ 2.0.7.22 МЛ.

Список литературы

1. Valiev R.R., Telminov E.N., Solodova T.A. et al. Lasing of pyrromethene 567 in solid matrices // Chemical Physics Letters, vol. 588, pp. 184-187, 2013.

ДИСПЕРСИЯ ЭКСИТОНОПОДОБНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В УСЛОВИЯХ НЕИДЕАЛЬНОЙ ОДНОМЕРНОЙ ФОТОННОЙ РЕШЕТКИ МИКРОПОР-РЕЗОНАТОРОВ

Ю. А. Безус^{1*}, А. Е. Рыбалка¹, С. А. Федоров¹, В. В. Румянцев¹

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина
283048, Российская Федерация, г. Донецк, ул. Розы Люксембург, 72,
*E-mail: paladyan0108@yandex.ru

Расширение возможностей электроники идет за счет использования несовершенных кристаллических сред (квантовые точки, тонкие пленки, многослойные структуры), а также – за счет благоприятного сочетания различных дефектов кристаллической структуры и композиций из них.

Исследованные особенности спектра экситоноподобных возбуждений в двухподрешеточной 1D решетке микрорезонаторов, обусловленные случайной вариацией положений микропор, позволяют объяснить наблюдаемые свойства и различные процессы, связанные с распространением электромагнитных возбуждений в несовершенных структурах, получить соответствующие уровни энергий и дисперсионные соотношения в зависимости от концентрации структурных дефектов.

В последнее время наблюдается значительный прогресс в исследовании фотоники несовершенных структур. Например, в работах [1–3] рассмотрено влияние дефектов структуры на дисперсию экситоноподобных возбуждений в решетке туннельно связанных микрорезонаторов, показано, что введением в исследуемый объект определенных дефектов или в результате управляемого внешнего воздействия (в частности, упругой деформации [4]) можно добиться необходимых изменений энергетического спектра элементарных возбуждений и оптических свойств исследуемой структуры.

Дисперсионные соотношения для квазичастичных возбуждений фотонной системы исследуемой пористой структуры весьма схожи с аналогичными для экситонов Френкеля в молекулярных кристаллах, поэтому этот тип элементарных возбуждений локализованного в микропорах электромагнитного поля назван экситоноподобным.

В случае неидеальной фотонной системы спектр $\Omega(k)$ экситоноподобных возбуждений получаем в рамках приближения виртуального кристалла, используя аппарат усредненных функций Грина. В указанном приближении усредненная резольвента квазичастичного гамильтониана системы равна резольвенте усредненного гамильтониана.

В рамках приближения виртуального кристалла [5–6] рассмотрены особенности экситоноподобных возбуждений в топологически упорядоченной неидеальной решетке туннельно связанных микропор-резонаторов, содержащих по одной оптической моде. Неидеальность системы – случайные вариации положений a_1 микропор в первой подрешетке.

Исследована зависимость параметров цепочки от величины a_2 положений пор во второй подрешетке (рис. 1), а также от концентрации C структурных дефектов – случайно изменяющейся величины a_1 .

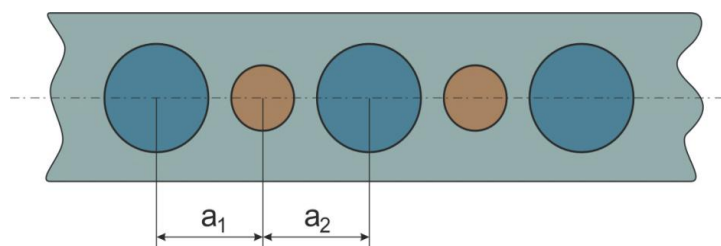


Рис. 1. Схематическое изображение виртуальной решетки микропор, a_1, a_2 – положения микропор, полученные в результате конфигурационного усреднения с использованием приближения виртуального кристалла.

На рис. 2 представлены полученные поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, C, a_2)$ исследуемых экситоноподобных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов. Волновое число k изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна: $-\frac{\pi}{d(C, a_2)} < k < \frac{\pi}{d(C, a_2)}$ (затемненная область плоскости (k, C, a_2) на рис. 2).

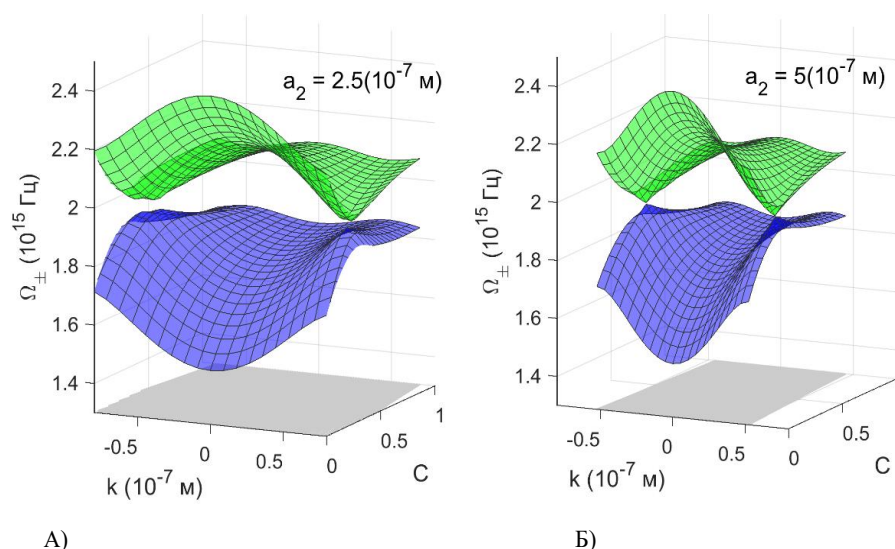


Рис. 2. Концентрационная зависимость $\Omega_{\pm}(k, C, a_2)$ при фиксированном значении концентрации дефектов $C = 0.45$ и различных значениях a_2 (А, Б).

Таким образом, в работе исследованы особенности спектра экситоноподобных возбуждений в одномерной решетке микрорезонаторов, обусловленные случайным вариативным положением микропор, получены зависимости дисперсионных характеристик экситоноподобных квазичастичных возбуждений, а также проведено численное моделирование зависимости параметров электромагнитных возбуждений в исследуемых сверхрешетках с использованием метода приближения виртуального кристалла.

Список литературы

1. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Sychanova M., Kavokin A. Exciton-like electromagnetic excitations in non-ideal microcavity supercrystals // Nature. Sci. Rep. 2014. V. 4. P. 6945.
2. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Sychanova M., Dispersion characteristics of electromagnetic excitations in a disordered one-dimensional lattice of coupled microresonators // Physica B: Condensed Matter. 2015. V. 461. P. 32-37.
3. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Kavokin A.V. et al. Effects of elastic strain and structural defects on slow light modes in a one-dimensional array of microcavities // Superlattices and Microstructures. 2018. V. 120. P. 642-649.
4. Дмитриев С.В., Баимова Ю.А. Влияние упругой деформации на плотность фононных состояний и характеристики щелевых дискретных бризеров в кристалле со структурой NaCl // Журнал технической физики. 2011. V. 81. № 11. P. 71-76.
5. Займан Дж. Модели беспорядка / М.: Мир, 1982. 592 с.
6. Лось В.Ф. Метод проекционного оператора в теории неупорядоченных систем // ТМФ. 1987. Т. 73. №1. С. 85-102.

СЕЛЕКТИВНОЕ ЛАЗЕРНОЕ СПЕКАНИЕ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОПРОВОЛОК ДЛЯ МАТЕРИАЛОВ ГИБКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

И.И. Бриль^{1*}, А.С. Воронин^{1,2,3}, А. Ю. Павликов², С.В. Хартов^{1*}

¹Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/12

*E-mail: ellajiah@gmail.com

²Сибирский Федеральный Университет

660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

³Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана

105005, Российская Федерация, Москва, 2-я Бауманская, 5

В работе представлен способ формирования гибких проводящих композитов на термопластичного полимера и серебряных нанопроволок. Предложена методика создания композитов на основе подложки из полиэтилентерефталата (ПЭТ) и пленки серебряных нанопроволок с помощью облучения лазером с длиной волны 458 нм последней. Такой способ позволяет контролировать размер и форму полученных проводящих структур с высокой точностью и является легко масштабируемым в производстве.

Гибкая электроника представляет собой инновационную область технологий, которая открывает новые возможности для создания электронных устройств, способных адаптироваться к изгибам и деформациям [1]. Необходимость в гибкой электронике обусловлена влиянием на общество революционных технологий, таких как Интернет вещей, носимая электроника, нейрокомпьютерные интерфейсы. Все вышеперечисленные технологии требуют создания новых материалов, которые обладают механической, химической и электрической стабильностью, но при этом нетоксичны и недороги для производства в больших масштабах [2].

Лазерная обработка соответствует требованиям к экологичности и экономической эффективности, а также позволяет формировать структуры заданных размеров и формы с высокой точностью [3]. В своей работе мы использовали пленки нанопроволок серебра, нанесенные на подложку из полиэтилентерефталата (ПЭТ). Мы выбрали серебряные нанопроволок исходя из их высокой проводимости, механической гибкости [4]. На данный момент известно о возможности лазерной сварки нанопроволок в пленках для увеличения площади контакта между нанопроволоками, однако о успешном создании лазерно-индуцированных композитов между термопластичным полимером и нанопроволоками не упомянуто.

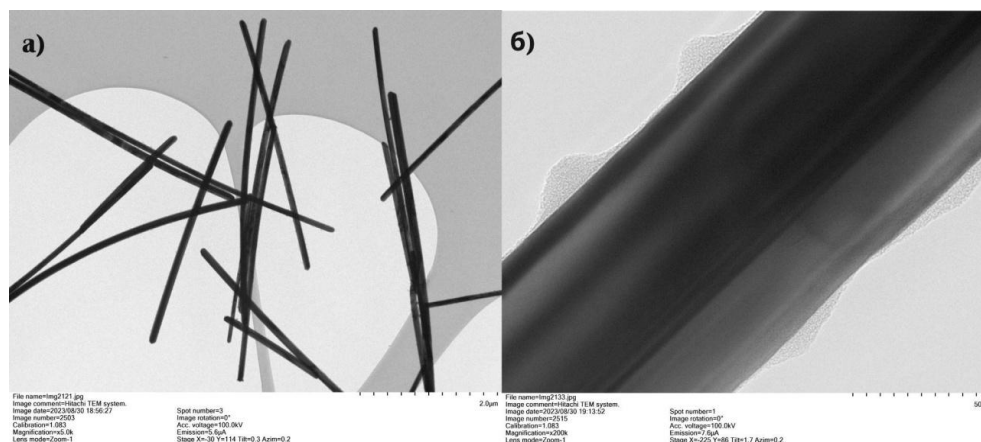


Рис.1 - Изображения исходных нанопроволок полученные на просвечивающем электронном микроскопе.

Пленки нанопроволок формировались на поверхности ПЭТ с помощью метода капельного литья заранее подготовленной дисперсии с концентрацией 23 мг/мл (изображение нанотрубок вы можете увидеть на рис.1). В качестве дисперсионной среды использовался этиловый спирт. Исходная дисперсия наносилась в количестве 37,5 мкл/см² на подложку ПЭТ толщиной 0,5 мм, далее сушилась при комнатной температуре на воздухе. Получившиеся пленки имели поверхностное сопротивление менее 5 Ом/кв. Далее пленки были обработаны с помощью диодного лазера длиной волны 458 нм.

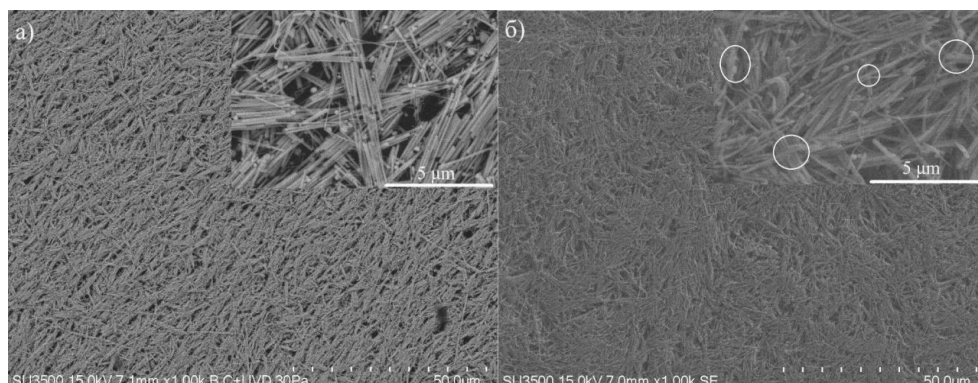


Рис.2 – Изображения со сканирующего электронного микроскопа. а) - Необработанная поверхность пленки нанопроволок. б) - Обработанная лазером поверхность пленки нанопроволок, белыми окружностями выделены области на которых видно спекание нанопроволок.

При обработке пленок происходит процесс спекания нанопроволок (см. рис.2), что приводит к увеличению числа контактирующих поверхностей и как следствие падение электрического сопротивления. Помимо спекания, также происходит интеграция нанопроволок в полимерную подложку вследствие ее плавления, что создает гибкий, механически устойчивый и электропроводящий композит. Помимо этого были исследованы транспортные, механические и радиофизические свойства композита.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWES-2024-0026).

Список литературы

1. Baran D., Corzo D., Blazquez G.T. Flexible Electronics: Status, Challenges and Opportunities // *Front.Electron. Frontiers*, 2020. Vol. 1. P. 594003.
2. Rodriguez R.D. et al. Ultra-Robust Flexible Electronics by Laser-Driven Polymer-Nanomaterials Integration // *Adv. Funct. Mater.* John Wiley & Sons, Ltd, 2021. Vol. 31, № 17. P. 2008818.
3. Rodriguez R.D. et al. Beyond graphene oxide: laser engineering functionalized graphene for flexible electronics // *Mater. Horiz.* The Royal Society of Chemistry, 2020. Vol. 7, № 4. P. 1030–1041.
4. Hu Y. et al. Enhancement of the Conductivity and Uniformity of Silver Nanowire Flexible Transparent Conductive Films by Femtosecond Laser-Induced Nanowelding // *Nanomaterials*. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2019. Vol. 9, № 5. P. 673.

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ ПРОВОДИМОСТИ И МОРФОЛОГИИ НАНОМЕТРОВЫХ СЛОЕВ ЗОЛОТА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ И ФИЛЬТРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

М. А. Демьяненко

*Институт физики полупроводников имени А.В.Ржанова, СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, д. 13
E-mail: demyanenko@isp.nsc.ru*

Показано, что применение теории эффективной среды в приближении Бруггемана позволяет хорошо описать экспериментальные спектры пропускания и отражения слоистых структур, содержащих нанометровые слои термически осажденного золота, обладающие морфологией кластерного типа и частотной дисперсией проводимости.

Слоистые структуры металл-диэлектрик-металл традиционно применяются для создания фильтров и поглотителей электромагнитного излучения [1, 2]. Например, тонкий металлический поглотитель позволяет существенно повысить коэффициент поглощения и чувствительность микроболометрических приемников в терагерцовом диапазоне. Однако при этом, обычно используемые поглотители, не обладающие частотной дисперсией проводимости, примерно вдвое понижают коэффициент поглощения инфракрасного излучения. В работе [3] было показано, что применение поглотителей, обладающих частотной дисперсией проводимости, позволяет устранить этот недостаток и достичь практически полного поглощения инфракрасного излучения при сохранении повышенной чувствительности в терагерцовом диапазоне.

В упомянутых выше структурах используются очень тонкие (менее или порядка 10 нм) металлические слои со слоевым сопротивлением R_S , близким к значению импеданса вакуума, равному 377 Ом/Ω. При таких толщинах слои термически осажденного золота, которые могут обладать временем релаксации электронов $\tau=15-20$ фс и, следовательно, обладать значительной частотной дисперсией в инфракрасном диапазоне, в общем случае не являются сплошными (рис. 1а). В процессе осаждения металла вначале образуются неупорядоченные металлические нанометровые кластеры островкового типа, которые затем образуют случайно связанную металлическую сетку, в конечном итоге образующую сплошной слой. Диэлектрические свойства таких гетерогенных систем моделируются при помощи теории эффективной среды, которая рассматривает среду как смесь двух или более материалов с индивидуальными диэлектрическими свойствами. Используемая в данной работе модель Бруггемана удовлетворительно описывает системы, демонстрирующие переход изолятор-металл. В рамках этой модели диэлектрические проницаемости эффективной среды ϵ_{eff} , металла ϵ_m и изолятора ϵ_i связаны соотношением:

$$p \frac{\epsilon_m - \epsilon_{eff}}{g\epsilon_m + (1-g)\epsilon_{eff}} + (1-p) \frac{\epsilon_i - \epsilon_{eff}}{g\epsilon_i + (1-g)\epsilon_{eff}} = 0,$$

где p – доля заполнения металлом, а g – коэффициент деполяризации, характеризующий форму включений.

В настоящей работе исследовались спектральные зависимости коэффициентов отражения и пропускания двух типов слоистых структур: №1 – полированная с двух сторон пластина высокоомного кремния, слой оксинитрида кремния толщиной $d=40$ нм, слой золота $d=6,5$ нм; №2 – пластина кремния, отражающий слой алюминия $d=0,3$ мкм, слой полиимида $d=2,6$ мкм, слой оксинитрида кремния $d=40$ нм, слой золота $d=7$ нм. Из рис. 1б и 2 видно, что применение модели Бруггемана позволяет достичь хорошего соответствия экспериментальных и рассчитанных матричным методом спектров. Приведенная в подписях к рисункам величина R_{S0} является низкочастотным пределом слоевого сопротивления слоя золота в предположении, что он является сплошным.

В приближении сплошного слоя золота ($p=1,0$) и в отсутствии частотной дисперсии ($\tau=0$ фс) расчет значительно отличается от эксперимента. Особенно сильное влияние оказывает частотная дисперсия, не учет которой приводит к резкому увеличению коэффициента отражения при неизменных значениях R_{S0} (см. кривые 3–5 на рис. 2). Наблюдаемые узкие провалы в коэффициенте отражения (в диапазоне $k \approx 700\text{--}1700$ см^{-1}) обусловлены поглощением в полиимиде. Рассчитанные значения времени релаксации электронов τ , равные 5–8 фс, значительно меньше ожидаемых 15–20 фс, что может быть обусловлено как не достаточной чистотой осаждаемого золота, так и дополнительным рассеянием электронов на флуктуациях заряда в оксинитриде кремния.

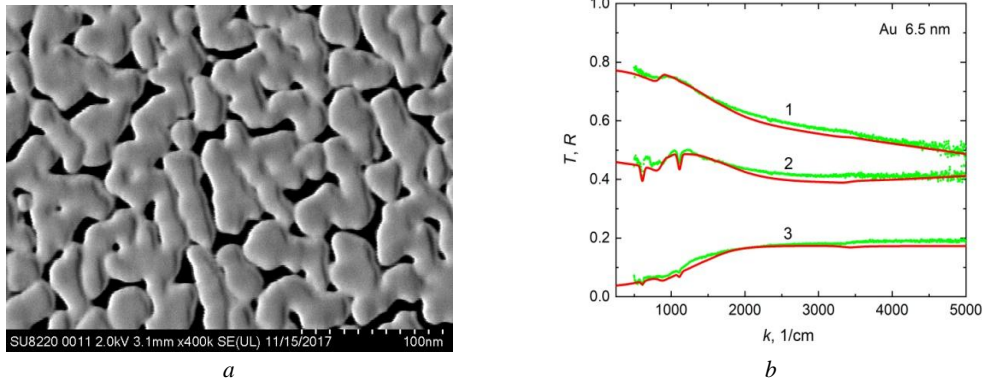


Рис. 1. *a*) Электронно-микроскопическое изображение слоя золота толщиной 5 нм. *b*) Коэффициенты отражения при падении излучения со стороны слоя золота толщиной 6,5 нм (1) и со стороны кремниевой подложки (2), а также коэффициент пропускания (3) для структуры №1 в зависимости от волнового числа. Точки – эксперимент, линии – расчет ($R_{S0}=9$ Ом/Ω, $\tau=8$ фс, $p=0,79$, $g=0,68$).

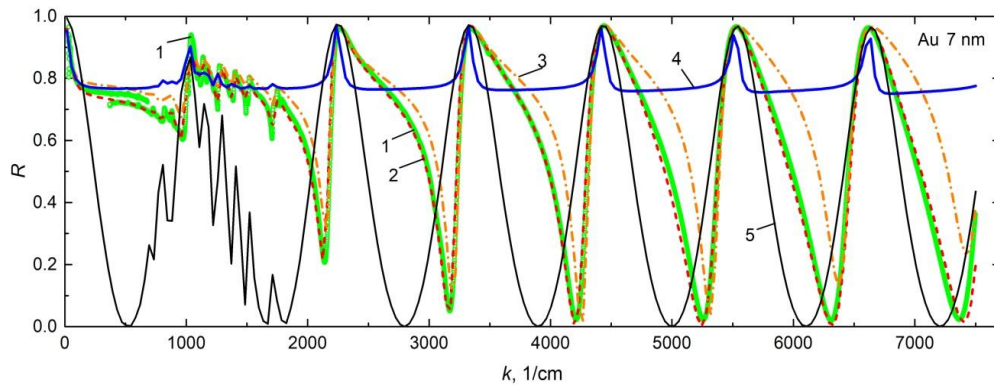


Рис. 2. Коэффициент отражения слоистой структуры №2 в зависимости от волнового числа. Эксперимент (1), расчет (2–5): 2 – $R_{S0}=25$ Ом/Ω, $\tau=5$ фс, $p=0,94$, $g=0,68$; 3 – $R_{S0}=25$ Ом/Ω, $\tau=5$ фс, $p=1,0$; 4 – $R_{S0}=25$ Ом/Ω, $\tau=0$ фс, $p=1,0$; 5 – $R_{S0}=377$ Ом/Ω, $\tau=0$ фс, $p=1,0$.

Работа выполнена при поддержке РФФ, №-23-72-30003

Список литературы

1. L.N. Hadley, D.M. Dennison. Reflection and transmission interference filters. Part I. Theory // J. Opt. Soc. Am., vol. 37 (6), pp. 451–465, 1947.
2. C. Hilsum. Infrared absorption of thin metal films // J. Opt. Soc. Am. vol. 44 (3), pp. 188–191, 1954.
3. М.А. Демьяненко. Болومترические приемники инфракрасного и терагерцового излучения с поглотителями, обладающими частотной дисперсией проводимости // Журнал технической физики, том 89 (1), сс. 153–158, 2019.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ОБРАЗЦЕ ЛИТИЙ-НАТРИЕВОГО МОЛИБДАТА

Д. А. Денисов^{1*}, Д. Ю. Демушкин¹, И. В. Грищенко², А. В. Коняшкин², О. А. Рябушкин²,
А. П. Садовский³, Н. А. Хохлов³, Е. С. Барканова³

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141701, Российская Федерация, Московская обл., г. Долгопрудный, пер. Институтский, д. 9

*E-mail: denisov.da@phystech.edu

²ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

141190, Российская Федерация, Московская обл., г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1

³Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева
125047, Российская Федерация, Москва, пл. Мичурская, д. 9

Литий-натриевый молибдат (LNM) — новый перспективный нелинейно-оптический материал. Исследования показали применимость его монокристаллической модификации для генерации второй гармоники (ГВГ) от лазерного излучения инфракрасного (ИК) диапазона. В данной работе осуществлена ГВГ мощного ИК-излучения в монокристалле LNM, а также измерены зависимости, характеризующие данный процесс.

В 2012 г. учеными из Туниса впервые был синтезирован кристалл литий-натриевого молибдата (сокр. LNM, хим. формула $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$) [1]. В той же работе были определены основные свойства его кристаллической решетки: орторомбическая сингония; пространственная группа симметрии $Fdd2$; постоянные решетки $a = 7,2 \text{ \AA}$, $b = 37,2 \text{ \AA}$, $c = 17,9 \text{ \AA}$. В результате исследования американских ученых в 2016 г. был издан подробный обзор физических свойств литий-натриевого молибдата [2]. В обзоре сообщается, что LNM обладает полосой пропускания 0,36 — 5,26 мкм, порогом лазерного разрушения (ПЛР) $1,2 \text{ ГВт/см}^2$ (1064 нм, 6 нс, 5 Гц), двулучепреломлением в диапазоне 0,2545 — 0,1935 (450,2 — 1062,6 нм), нелинейными оптическими коэффициентами $d_{31} = 1,4 \text{ пм/В}$, $d_{32} = 4,3 \text{ пм/В}$, $d_{33} = 1,1 \text{ пм/В}$. Широкая полоса пропускания, высокий ПЛР и большое двулучепреломление делают литий-натриевый молибдат перспективным материалом для создания поляризационных призм. Так в статье [3] было показано, что в данном приложении LNM по своим характеристикам опережает множество существующих двулучепреломляющих кристаллов, таких как CaCO_3 и $\alpha\text{-ВВО}$.

Литий-натриевый молибдат применим также для генерации второй гармоники. В работе [2] в рамках исследования физических свойств была получена вторая гармоника (ВГ) от маломощного излучения с длиной волны 1064 нм при использовании порошка поликристаллического LNM и тонких монокристаллических пластинок, вырезанных вдоль кристаллографических осей. В работе [4] на основании известных характеристик материала теоретическими методами расчета были получены направления синхронизма, распространение излучения вдоль которых обеспечивает наибольшую эффективность ГВГ. В настоящей работе приведены результаты эксперимента по ГВГ от мощного излучения с длиной волны 1030 нм при использовании монокристаллического образца LNM, вырезанного вдоль одного из приведенных в работе [4] направлений.

Измерения проводились с использованием иттербиевого пикосекундного волоконного лазера с длиной волны излучения 1030 нм. Длительность импульса составляла 15 пс, частота повторения импульсов — 2 МГц, средняя мощность излучения — до 25 Вт. С помощью полу- и четвертьволновой пластинок поляризация излучения приводилась к линейной, повернутой под углом 45° . Такое излучение можно рассматривать как два линейно поляризованных луча равной мощности с перпендикулярными поляризациями. С использованием системы плосковыпуклых линз лучи фокусировались в пятно диаметром 0,9 мм. В фокусе излучения располагалась термостатированная ячейка с образцом монокристаллического LNM размерами $5 \times 10 \times 40 \text{ мм}^3$, вырезанным в направлении синхронизма типа fsf ($\theta = 35^\circ$, $\phi = 0^\circ$). Наибольшая эффективность ГВГ, использующей данный тип синхронизма, достигается при равенстве мощностей лучей перпен-

дикулярных поляризаций, что было осуществлено указанным выше способом. Термостатированная ячейка использовалась для подбора и поддержания оптимальной температуры образца. После прохождения ячейки излучение ВГ и непреобразованное ИК-излучение разделялись с помощью системы дихроичных зеркал, пропускающих излучение с длиной волны 1030 нм и отражающих 515 нм.

Вначале была получена зависимость эффективности ГВГ от температуры кристалла (рис. 1). Согласно графику, наибольшая эффективность достигается при температуре 24°C. После установления данной температуры была измерена зависимость мощности ВГ от мощности поступающего в кристалл ИК-излучения (рис. 2). Максимальная мощность ВГ составила 535 мВт и была достигнута при мощности основного излучения 25 Вт, наибольшая эффективность преобразования составила 3,3%.

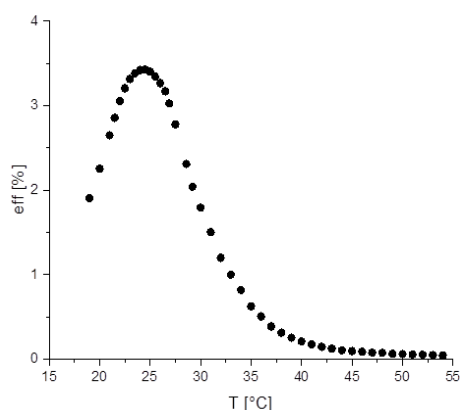


Рис. 1. Зависимость эффективности ГВГ от температуры кристалла LNM

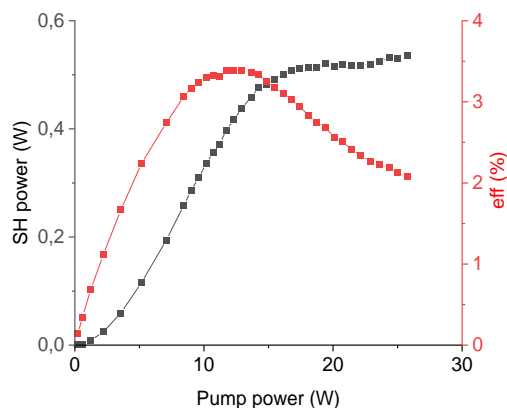


Рис. 2. Зависимость мощности ВГ и эффективности ГВГ от мощности основного ИК-излучения

Важно отметить, что ввиду большого двулучепреломления LNM лучи разных поляризаций значительно расходились внутри используемого образца (угол расхождения составил порядка 5°), что приводило к существенному уменьшению длины взаимодействия лучей и, соответственно, снижению эффективности ГВГ. Влияние наблюдаемого эффекта можно уменьшить, используя

1) специальные схемы компенсации сноса пучков перпендикулярных поляризаций в двулучепреломляющих кристаллах. По оценкам, в условиях настоящего эксперимента применение таких схем может повысить значение эффективности в 8 раз;

2) образец, вырезанный в направлении синхронизма типа *ssf*. Для ГВГ с данным типом синхронизма используется один линейно поляризованный луч, что избавляет от необходимости компенсировать снос лучей разных поляризаций. Однако другой тип синхронизма может сам по себе обеспечивать низкую эффективность преобразования, что в итоге способно привести к уменьшению эффективности процесса в целом.

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

Список литературы

1. H. Hamza, et.al. $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ // Acta Crystallogr., Sect. E: Struct. Rep. Online, vol. 68(11), pp. i80–i81, 2012.
2. W. Zhang, et.al. $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$: Crystal Growth, Linear, and Nonlinear Optical Properties // Chem. Mater., vol. 28(12), pp. 4483–4491, 2016.
3. X. Du, et.al. High laser damage threshold $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ prism: for visible to mid-infrared range // Chinese Optics Letters, vol. 20(5): 051602, 2022.
4. S.G. Grechin, et.al. $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ (LNM) crystal for nonlinear optical frequency conversion // Opt. Mater., vol. 135: 113226, 2023

ИК СПЕКТРОСКОПИЯ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЖЕЛЕЗА ϵ -Fe₂O₃ И СИЛИКОГЕЛЯ/КСЕРОГЕЛЯ SiO₂.

А. А. Дубровский¹, Ю. В. Пястолова¹, Томилин Ф.Н.¹, Кириллов В.Л.²,
Балаев Д.А.¹, Мартьянов О.Н.²

¹Институт физики имени Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН 660036, Россия, Красноярск,
Академгородок, 50, строение № 38

²ФИЦ ИК им. Г.К. Борескова 630090, Россия, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 5

*E-mail: andre-do@yandex.ru

Спектральные исследования являются универсальным инструментом для исследования наноструктур в видимом и ИК диапазоне спектра. Серьезную роль при исследовании наноструктур играют размерные и поверхностные эффекты, т.е. размеры и поверхность частиц значительным образом влияют на оптические и спектроскопические свойства наноструктур. Также важно взаимодействие наночастиц со средой, в которую они иммобилизованы. В данной работе проведены исследования межатомных связей и колебаний атомов в композитных материалах из оксида железа ϵ -Fe₂O₃ и силикогеля/ксерогеля SiO₂ методом ИК-спектроскопии и расчётов методом функционала плотности (DFT).

Эпсилон-фаза (ϵ -Fe₂O₃) представляет собой метастабильную фазу оксида железа (III), промежуточную между маггемитом и гематитом, обладает орторомбической нецентросимметричной структурой с пространственной группой $Pna2_1$ в области комнатной температуры и является единственным полиморфом оксида железа (III), в котором ионы железа занимают четыре неэквивалентных кристаллографические позиции [1-3].

Исследование спектроскопических свойств ϵ -Fe₂O₃ в диапазоне частот между терагерцевыми и миллиметровыми волнами в перспективе является интересным направлением исследования данного полиморфа. Еще одним будущим направлением является исследование ϵ -Fe₂O₃ для новой методологии оптомагнитной записи. Поскольку ϵ -Fe₂O₃ позиционируется как материал для магнитных записей и высокочастотных поглотителей миллиметровых волн, добавление характеристики поглощения миллиметровых волн к технологии магнитной записи может расширить возможности применения данной фазы оксида железа. Также для магнитооптической записи может быть полезен наблюдающийся в данном материале магнитооптический переход.

Ранее были изготовлены образцы, содержащие полиморф ϵ -Fe₂O₃ в двух типах матрицы: силикогеля SiO₂ и ксерогеля SiO₂. Для проверки наличия химической связи между оксидом железа и оксидом кремния, а также для выявления разницы в связях между ϵ -Fe₂O₃ и SiO₂ в виде силикогеля и ксерогеля, в данной работе были сделаны измерения колебательных спектров двух серий образцов. Первая серия, представляющая образцы наночастиц оксида железа, помещенных в матрицу ксерогеля SiO₂ (обозначена как FX) содержит четыре образца: 5FX, 10 FX, 20FX и 33FX. Цифры показывают, сколько массовых долей ϵ -Fe₂O₃ содержит данный образец. Вторая серия состоит из четырех образцов, в которых наночастицы оксида железа находятся в матрице силикогеля SiO₂ (обозначена как FS): 0.5 FS; 3 FS; 6 FS и 12 FS, цифры также указывают на массовую долю оксида железа в каждом образце. Кроме того, в качестве некоего ориентира был исследован образец чистого ϵ -Fe₂O₃, не содержащегося в матрице SiO₂. Также все образцы отличаются распределением наночастиц по размерам: чем выше массовая доля оксида железа в образце, тем больше средний размер частиц ϵ -Fe₂O₃, содержащихся в данном образце. Поэтому спектры ИК, сделанные в данной работе, также направлены на исследование размерных и поверхностных эффектов, наблюдающихся в данных образцах.

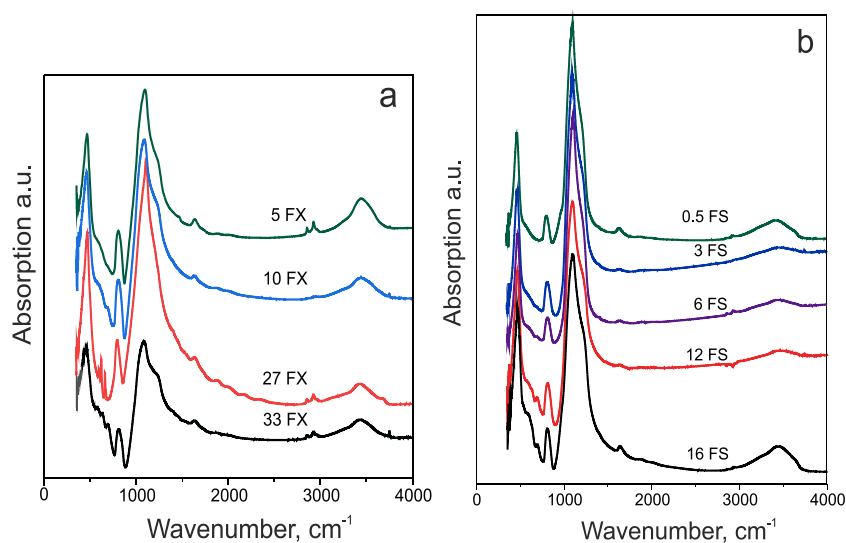


Рисунок 1 – а) образцы наночастиц оксида железа ϵ - Fe_2O_3 , помещенных в матрицу ксерогеля SiO_2 (FX); б) наночастицы оксида железа в матрице силикогеля SiO_2 (FS)

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках исследовательского проекта № 24-12-20011.

1. J. Tuček, R. Zbořil, A. Namai, S. Ohkoshi, Chem. Mater. No. 22. p. 6483.2010.
2. Yu. V. Knyazev, A. I. Chumakov, A. A. Dubrovskiy, S. V. Semenov, I. Sergueev, S. S. Yakushkin, V. L. Kirillov, O. N. Martyanov and D. A. Balaev, Nuclear forward scattering application to the spiral magnetic structure study in ϵ - Fe_2O_3 . // PHYSICAL REVIEW B. 101. p. 094408. 2020.
3. S. Ohkoshi, A. Namai, T. Yamaoka, M. Yoshikiyo, K. Imoto, T. Nasu, S. Anan, Y. Umeta, K. Nakagawa, H. Tokoro. Sci. Rep. 6. p. 27212. 2016

ОРИЕНТАЦИОННО-СТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КПЖК НА ОСНОВЕ ХИРАЛЬНОГО НЕМАТИКА С КОНИЧЕСКИМ СЦЕПЛЕНИЕМ

К. А. Фейзер^{1*}, М. Н. Крахалев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50 стр. 38

*E-mail: fka@iph.krasn.ru

²Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

В представленной работе показано влияние относительного хирального параметра капель на электрооптический отклик КПЖК пленок, в которых полимер задает конические граничные условия для хирального нематика. Рассмотрено влияние ориентационных структур директора в каплях на рассеивающие свойства композитного материала после выключения управляющего напряжения. Показано что с увеличением относительного хирального параметра значение контрастного отношения в рабочем режиме возрастает. Исследуемые образцы характеризуются низкими управляющими напряжениями и высоким значением максимального светопропускания. Полученные результаты перспективны для разработки оптических материалов с программируемыми свойствами.

Капсулированные полимером жидкие кристаллы (КПЖК) привлекают значительное внимание к широкому спектру электрооптических применений, включая умные окна, световые жалюзи и устройства отображения информации [1,2]. Капли жидкого кристалла микронного размера диспергированные в полимерной матрице чувствительны к внешним воздействиям, например, к электрическому полю. Это позволяет переключать электрическим полем КПЖК пленки из рассеивающего в прозрачное состояние, при условии, что обыкновенный показатель преломления жидкого кристалла близок к показателю преломления полимерной матрицы. Актуальной задачей на сегодняшний день является оптимизация материалов и технологий, используемых при изготовлении КПЖК пленок для получения низковольтных электрооптических устройств без ущерба для таких характеристик как контрастное отношение, время отклика и максимальное светопропускание.

В данной работе рассмотрен электрооптический отклик КПЖК пленок в которых полимер задает конические граничные условия для хирального нематика. В КПЖК пленках с такими граничными условиями формируется капли с закрученной аксиально-биполярной структурой, угол закрутки которой зависит от относительного хирального параметра $N_0 = 2d/p_0$, где d – диаметр капли, p_0 – собственный шаг спирали хирального нематика [3]. Исследован электрооптический отклик для КПЖК пленок со значениями N_0 равными 0,15 и 0,60, данные получены для серии последовательных циклов увеличения прикладываемого электрического напряжения с 0 В до 40 В (рис. 1). При первом цикле напряжение было подано на ячейку в исходном состоянии.

В исходном состоянии исследуемые образцы практически полностью рассеивают падающий на них свет, в следствии хаотичной ориентации биполярной оси капель по отношению к направлению падающего на них света. Под действием электрического поля директор (преимущественное направление длинных осей молекул ЖК) ориентируется вдоль приложенного поля, направление которого совпадает с направлением световой волны и КПЖК пленка переходит в прозрачное состояние. В таком режиме работы значение относительного хирального параметра не влияет на минимальное и максимальное светопропускание пленки. Однако после выключения напряжения при котором светопропускание пленки становится максимальным, значение коэффициента пропускания света зависит от степени закрутки директора в капле. Так светопропускание образцов с $N_0 = 0.15$ (рис. 1 а) и $N_0 = 0.6$ (рис. 1 б) становится в среднем равным 37% и 0.65% соответственно.

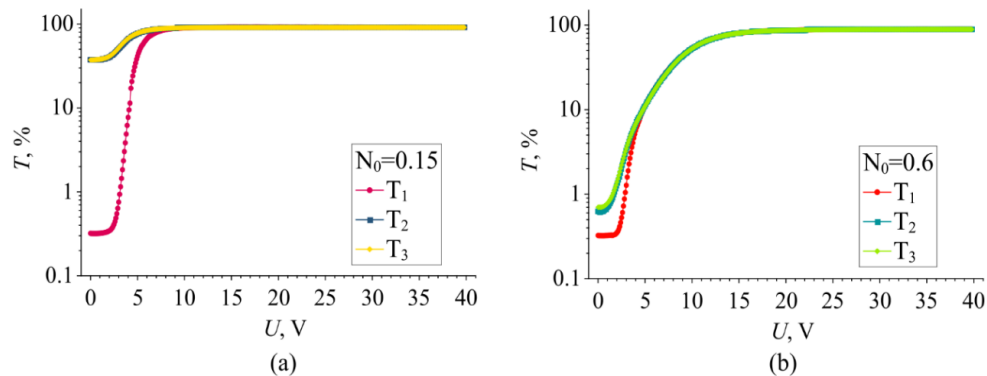


Рис. 1. Зависимость светопропускания T образцов от приложенного напряжения U для КПЖК пленок с относительным хиральным параметром $N_0=0.15$ (a) и $N_0=0.6$ (b), полученные для трех первых циклов подачи напряжения

С увеличением N_0 увеличиваются и значения управляющего напряжения, но при этом достигаются большие значения контрастного отношения как в первом, так и последующих циклах увеличения напряжения. Для сравнения в КПЖК пленках с аналогичными граничными условиями и средним размером капель на основе нематика ($N_0 = 0$), после выключения управляющего напряжения светопропускание пленки остается близким к максимальному в течение длительного времени [4]. Данный характер электрооптического отклика связан с ориентационно-структурными свойствами капель с аксиально-биполярной конфигурацией, у которых после выключения электрического поля биполярные оси остаются ориентированы преимущественно вдоль направления прикладываемого поля. Вследствие этого свет, проходя через капли практически не рассеивается в случае нематика, а при увеличении N_0 увеличивается угол между директором и направлением луча, что увеличивает эффективный показатель преломления капелек холестерика и способствует более интенсивному рассеянию света. Таким образом регулируя значение относительного хирального параметра, мы можем регулировать значение контрастного отношения КПЖК материала в рабочем режиме.

Список литературы

1. B.-G. Wu, J.H. Erdmann, J.W. Doane. Response times and voltages for PDLC light shutters // *Liq. Cryst.*, vol. 5, pp. 1453–1465, 1989.
2. P.S. Drzaic. Polymer dispersed nematic liquid crystal for large area displays and light valves // *Journal of Applied Physics*, vol. 60 (6), pp. 2142-2148, 1986.
3. A.P. Gardymova, M.N. Krakhalev, V.Y. Zyryanov. Optical Textures and Orientational Structures in Cholesteric Droplets with Conical Boundary Conditions // *Molecules.*, vol. 25 (7), pp. 1740, 2020.
4. K.A. Feizer, M.N. Krakhalev, V.Y. Zyryanov. Electrically induced optical and structural response of cholesteric and nematic droplets with conical boundary conditions. // *Cryst. and their Appl.*, vol. 22 (4), pp. 55-56, 2022.

ИНДУЦИРОВАНИЕ ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩИХ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ФОТОМАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ $\text{KCl-Tl}_2\text{SO}_4$: НЕЛИНЕЙНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ, СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ

А.С. Фролова^{1,2*}, А.Л. Ракевич¹, Н.В. Пеплов³, М.А. Конященко³,
Е.Ф. Мартынович^{1,2}

¹Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН

²Иркутский государственный университет

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

*E-mail: frizska888@mail.ru

Проведены спектрально-кинетические исследования квантовых систем, образованных под действием фемто- и пикосекундных лазерных импульсов, исследовано накопление квантовых систем с течением времени облучения при различных интенсивностях, проведено объёмное фотографирование треков филаментации фемтосекундного излучения титан-сапфирового лазера.

Методом сплошного пошагового построчного сканирования фемтосекундным излучением иттербиевого лазера в исследуемых средах были заэкспонированы квадратные площадки, в которых образовались центры люминесценции. Обычным спектрофотометром измерены спектры поглощения до облучения, после облучения и дифференциальные спектры. С помощью конфокального сканирующего микроскопа исследовано накопление квантовых систем под действием пикосекундного лазерного излучения, определены спектрально-временные характеристики центров люминесценции. Некоторые результаты представлены на рис. 1.

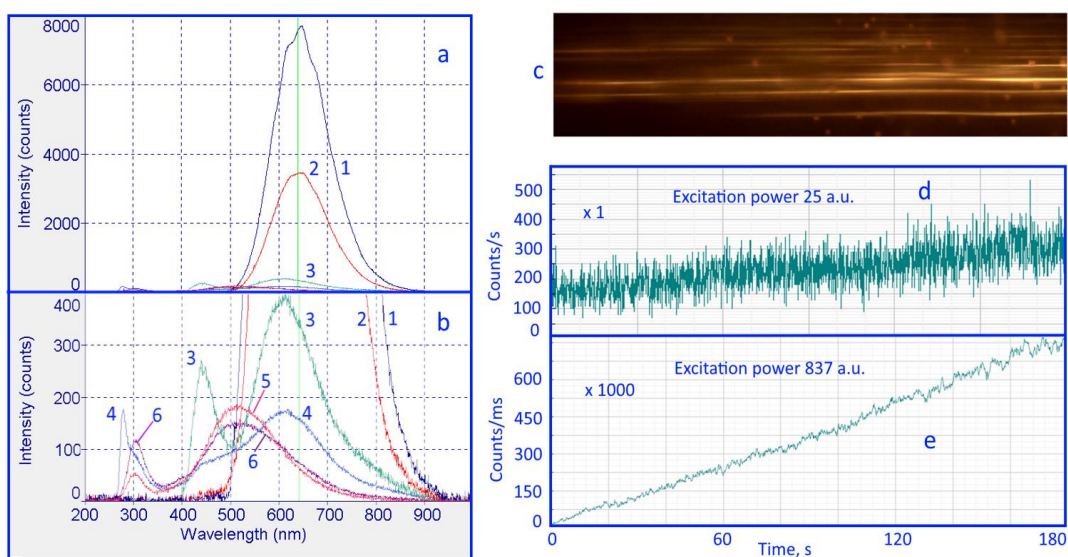


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образцов фотоматериала, облученных фемтосекундным лазерным излучением, при возбуждении излучением с длинами волн: 470 (1), 405 (2), 375 (3), 277 (4), 213 (5) и 266 (6) nm (a). Фотография следов лазерных филаментов в объёме исследуемого фотографического материала (c). Накопление люминесцирующих квантовых систем под действием пикосекундного лазерного излучения с длиной волны 405 nm (d и e).

Список литературы

1. Мартынович Е.Ф., Нелинейный фотографический люминесцентный материал. Патент РФ на изобретение № 2758567 С1, 29.10.2021.
2. Мартынович Е.Ф., Нелинейный фотографический материал. Патент РФ на изобретение № 2781512 С1, 12.10.2022.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК С МАССИВОМ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ 1D-ПИКСЕЛЕЙ

А. Е. Гайдук^{1*}, В. А. Вигандт¹, С. В. Мутилин¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Россия, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13
*E-mail: aegayduk@isp.nsc.ru

Работа посвящена численному моделированию эффекта перекрёстных помех, возникающего в жидкокристаллических ячейках с массивом пиксельных электродов. Установлены закономерности проникновения электрического поля в области соседних электродов в зависимости от геометрии ячейки.

На сегодняшний день приборы на основе жидких кристаллов (ЖК) являются одними из самых распространенных электрически управляемых типов пространственных модуляторов света. Известно, что в таких системах наблюдаются перекрёстные помехи, которые проявляются в виде нежелательного взаимного влияния соседних ячеек и приводят к паразитному изменению фазы света. Причиной появления данного эффекта является неконтролируемое распределение электрического поля в материале [1]. Изменение фазы света в соседних ячейках вызывает искажения в выходном сигнале и ухудшение качества модулированного изображения. В рамках данной работы было исследовано влияние геометрических параметров ЖК-ячейки на величину перекрёстных помех.

Методами численного моделирования был исследован электромагнитный отклик жидкокристаллических ячеек в виде массива пиксельных электродов. Моделирование проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics, в котором реализован метод конечных элементов. В ходе моделирования минимизировалась плотность свободной энергии Франка-Озеена, которая учитывает как механическую энергию деформации жидкого кристалла, так и энергию электростатического поля. Исследуемая структура представляет собой периодический массив одномерных пикселей. Угол преднаклона жидкого кристалла был задан равным 2 градуса. Период структуры составлял 15 мкм, ширина пикселя 14 мкм, толщина ЖК-ячейки – 5 мкм. Распределение электрического поля при подаче напряжения 3 В на центральный пиксель показано на рис. 1. Видно, что происходит проникновение электрического поля в область пикселей с нулевым потенциалом. Основной вклад в эффект перекрёстных помех дает разность потенциалов между соседними пикселями. Установлено, что величина перекрёстных помех спадает с уменьшением толщины ЖК слоя. Полученные результаты направлены на повышение эффективности жидкокристаллических пространственных модуляторов света.

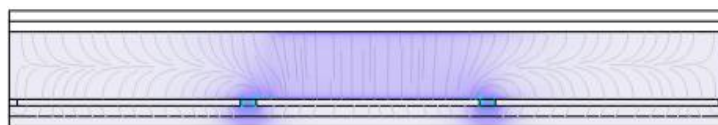


Рис. 1. Распределение электрического поля в ЖК-ячейке при подаче напряжения 3 В на центральный пиксель. Общий электрод и соседние пиксели находятся под нулевым потенциалом.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление №1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025».

Список литературы

1. Moser S., Ritsch-Marte M., Thalhammer G. Model-based compensation of pixel crosstalk in liquid crystal spatial light modulators // Optics express, vol. 27(18), pp. 25046-25063, 2019.

КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ 1D РЕШЕТКИ МИКРОПОР, СОДЕРЖАЩИХ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ

А. Е. Рыбалка^{1*}, В. В. Румянцев¹, С. А. Федоров¹, О. А. Гладилин¹

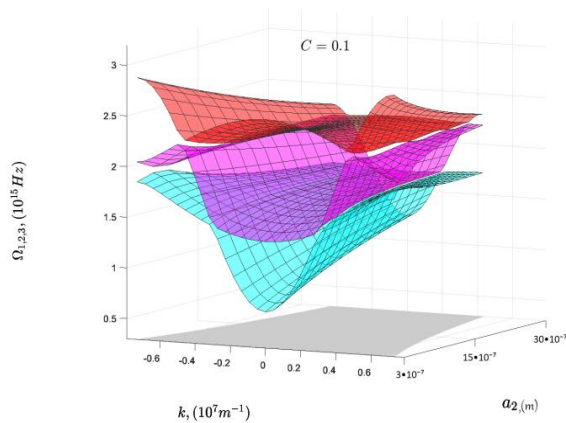
¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина
283048, Российская Федерация, Донецк, ул. Р. Люксембург, д. 72
E-mail: rybalka96@inbox.ru

Рассмотрены особенности размерного квантования энергетического спектра неидеальной фотонной наноструктуры - 1D массива микропор, содержащих квантовые точки.

В связи с появлением нанотехнологий и расширением возможностей их использования возрос интерес к изучению размерных эффектов. Поскольку современные оптоэлектронные устройства используют различные приложения фотоники, от сбора света нанофотонными волноводами до квантовой обработки информации, изучение проявления квантово-размерного эффекта (КРЭ) в нанокристаллических фотонных системах с использованием тонких пленок и многослойных систем, а также пористых структур и квантовых точек, имеет особую актуальность. КРЭ связан с дискретизацией (квантованием) энергии соответствующих квазичастиц (например, поляритонов) и/или носителей заряда и отражает изменение термодинамических и кинетических свойств кристалла, проявляющееся, если хотя бы один из его геометрических размеров становится соизмеримым с длиной волны де Бройля.

В этой работе рассматривается эффект размерного квантования энергетического спектра нанобъекта на примере несовершенной фотонной решетки - 1D массива микропор, содержащих квантовые точки (КТ). Получен спектр квазичастичных (поляритонных) возбуждений в двухподрешеточной 1D-цепочке микропор (резонаторов) с переменным периодом, содержащих КТ одинакового класса в одной из подрешеток. В качестве иллюстрации КРЭ показана зависимость ширины зоны наименьшей запрещенной энергии в поляритонном спектре от величины расстояний между порами и концентрации структурных дефектов.

Исходя из развитых авторами ранее представлений [1,2] о поляритонных структурах, в работе рассмотрены квантово-размерные особенности дисперсии поляритонных возбуждений в неидеальной двухподрешеточной 1D структуре наноразмерных пор, содержащих в первой подрешетке КТ. В данном случае реализуется сильная связь квантовых возмущений (экситонов) атомарной подсистемы (массива КТ) и фотонной подсистемы (электромагнитного поля, локализованного в туннельно связанных микропорах-резонаторах неидеальной решетки микропор). Следуя общей модели [1,2] предполагаем, что плотность возбужденных состояний структурных элементов в фотонной и атомарной подсистемах невелика. Поэтому в гамильтониане, можно сохранить лишь описывающий элементарные возбуждения квадратичный член. В рамках приближения виртуального кристалла [1,3], в модели [1,2] и приближения Гайтлера-Лондона [4] получены поверхности, отражающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{1,2,3}(k, C, a_2)$ исследуемых коллективных возбуждений (поляритонов) в неидеальной решетке микрорезонаторов, содержащих КТ одного сорта в первой подрешетке с вариацией расстояний между порами a_1 , во второй подрешетке величина расстояний a_2 остается неизменной (рис. 1.).



И

Рис. 1. Дисперсионные поверхности $\Omega_{1,2,3}(k, C, a_2)$ при $C = 0,1$

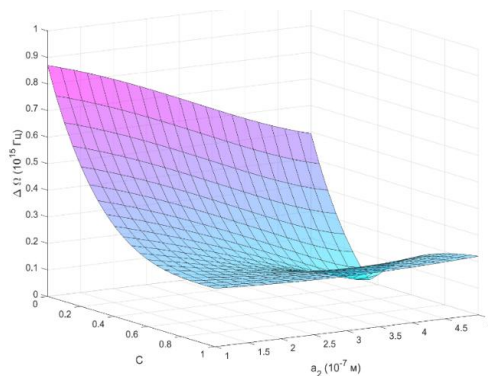


Рис. 2. Зависимость ширины нижней запрещенной энергетической зоны в поляритонном спектре от величины a_2 и концентрации C дефектов структуры (случайно изменяющейся величины a_1)

Анализ графика на рис. 2 показывает, что ширина запрещенной энергетической зоны в поляритонном спектре исследуемой системы зависит от концентрации C структурных дефектов (случайно изменяющейся величины a_1), а также от расстояния a_2 , причем, с ростом a_2 ширина запрещенной энергетической зоны - уменьшается то есть подтверждается наличие КРЭ.

Список литературы

1. V.V. Romyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, A.Ye. Rybalka. Modeling of nanometer scale physical objects // Phys Sci & Biophys J., vol. 7(1). pp. 000242, 2023
2. V.V. Romyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumenny, A.Ye. Rybalka. Features of light-matter coupling in non-ideal lattice of coupled microcavities containing quantum dots // Condensed Matter, vol. 8(2), pp. 41, 2023
3. Дж. Займан. Модели беспорядка / М.: Мир. 592 с., 1982.
4. В.М. Агранович. Теория экситонов / М. Наука, 382 с., 1968.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК ГРАФИТОПОДОБНОГО НИТРИДА УГЛЕРОДА

И.Н. Ильяшенко^{1*}, Н.А. Мартемьянов¹, Д.А. Погорелов¹,
С.С. Савченко¹, А.С. Вохминцев¹, И.А. Вайнштейн^{1,2}

¹НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии», Уральский федеральный университет,
620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

*E-mail: i.n.ilyashenko@urfu.ru

²Институт металлургии УрО РАН,
620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101

Методом термической поликонденсации синтезированы тонкие пленки g-C₃N₄. Впервые исследованы спектры оптического поглощения тонких пленок g-C₃N₄ в диапазоне температур 8–300 К.

Графитоподобный нитрид углерода является перспективным полупроводниковым материалом органической природы, который может быть синтезирован относительно простыми, широко доступными и недорогими методами. Известны различные применения полимеризованных структур на основе g-C₃N₄: в процессах разложения воды и органических загрязнителей под воздействием солнечного света, при разработке новых устройств опто- и наноэлектроники и для других наукоемких технологий. В настоящее время достаточно хорошо изучены оптические характеристики для порошков g-C₃N₄ в видимом диапазоне спектра при комнатной температуре [1]. В работе получены тонкие пленки g-C₃N₄ и исследованы их оптические свойства в интервале температур 8–300 К.

Синтез образцов пленок и порошков графитоподобного нитрида углерода проводился в едином цикле путем термической поликонденсации из меламина. Методами конфокальной (оптический микроскоп Zeiss Axio CSM-700) и электронной микроскопии (растровый электронный микроскоп Zeiss Sigma-VP) исследовано качество полученного покрытия. Структурная характеристика образцов была проведена с использованием дифрактометра Shimadzu XRD-7000 и ИК-Фурье спектрометра Bruker Vertex 70. Исследования оптического поглощения (ОП) пленок проводились с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-2450 в температурном диапазоне 8–330 К. Для охлаждения использовался криостат Sumitomo Cryogenics Janis CCS-100/204 и температурный контроллер Lake Shore Model 335. Для порошков g-C₃N₄ регистрировались спектры диффузного отражения при комнатной температуре с помощью интегрирующей сферы (ISR-2200), которые затем анализировались в рамках преобразования Кубелки-Мунка.

Показано, что полученные тонкие пленки g-C₃N₄ являются однородными и имеют толщину 200±20 нм. По данным рентгеновской дифракции и ИК-спектроскопии пленок и порошков подтвержден синтез структур g-C₃N₄ на основе полимерных цепочек CN-гетероциклов (мелон), которые связаны между собой и формируют протяженные слои. Полученные пленки характеризуются полосами ОП с максимумами в области 240–385 нм, проведено сравнение спектров ОП для пленок и порошков, а также с независимыми литературными данными. Впервые нами были проанализированы особенности ОП для структур g-C₃N₄ в интервале 8–300 К. Показано увеличение оптической плотности на 24% при 8 К, форма спектра практически не меняется. Данные ОП были проанализированы с использованием разложения на гауссовы компоненты, обсуждаются возможная природа наблюдаемых спектральных особенностей и соответствующих температурных зависимостей.

Работа выполнена в рамках программы "Приоритет-2030" Минобрнауки РФ.

Список литературы:

1. Н.А. Мартемьянов, И.Н. Ильяшенко, Р.В. Камалов и др. Влияние температуры синтеза на собственную люминесценцию g-C₃N₄ / Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2022. – Т. 86, № 10. – С. 1435–1440

**СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ
ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ ФТОРИДОВ,
ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ СЕРЕБРА**

В. Л. Паперный¹, А. А. Черных¹, А. С. Ищенко^{2*}, С. В. Мурзин², А. С. Мясникова³,
Р. Ю. Шендрик³, Е. Ф. Мартынович^{1,2}, В. П. Дресвянский^{1,2}

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Иркутский государственный университет»

664003, Российская Федерация, г. Иркутск, ул. Карла Маркса, д. 1

² Иркутский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института лазерной физики Сибирского отделения РАН

664033, Российская Федерация, г. Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130А

³ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт геохимии им. А.П. Виноградова Сибирского отделения РАН

664033, Российская Федерация, г. Иркутск, ул. Фаворского, д. 1А

*E-mail: aleksej.ishhenko.1997@mail.ru

Представлены результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств кристаллов щелочноземельных фторидов BaF₂ и SrF₂, имплантированных высокоэнергичными ионами серебра.

Облучение кристаллов BaF₂ и SrF₂ проводилось на ионном имплантере MEVVA, с плотностью потока с 2×10^{14} - 5×10^{15} и энергией 100 кэВ. Спектрально-кинетические характеристики люминесценции облученных образцов исследовались с помощью конфокального сканирующего флуоресцентного микроскопа MicroTime 200 (PicoQuant GmbH Company). Для возбуждения фотолюминесценции использовались высокостабильные лазеры с излучением на длине волны 405 и 375 нм близкой интенсивности, работающие в импульсном режиме с частотой повторения импульсов 10 МГц при длительности импульса порядка 50 пс. Спектры фотолюминесценции регистрировались спектрометром Ocean Optics 6500, совмещенным с микроскопом MicroTime 200, через фильтр с граничной длиной волны спектра пропускания 430 или 400 нм.

Исследования показали, что облучение кристаллов BaF₂ и SrF₂ потоком высокоэнергичных ионов серебра приводит к формированию приповерхностного слоя, состоящего из (суб)наноразмерных металлических кластеров. При возбуждении импульсным световым пучком с длиной волны 375 или 405 нм наблюдается люминесценция этих кластеров, спектр которой в обоих случаях состоит из трех полос с максимумами в области 530, 650 и 770 нм, однако с разным соотношением между максимумами полос, которое зависит от материала матрицы. С уменьшением длины волны возбуждающего излучения амплитуда спектров существенно (до 15 раз) возрастает. На кинетических кривых затухания люминесценции также выделяются три компонента разной длительности, причем с ростом ионной дозы облучения уменьшается длительность быстрого компонента до минимальной величины 0.45 нс (для образца SrF₂), в то время как длительности медленных компонент изменяются слабо и лежат в области 4 и 12 нс для кристаллов. Последний факт может быть обусловлен концентрационным тушением излучения, а слабая зависимость амплитуды спектров от дозы имплантированных ионов, по-видимому, связана с насыщением люминесценции при высоких дозах облучения и, соответственно, большой концентрацией излучающих кластеров.

Работа выполнена в рамках Плана фундаментальных исследований РАН на период до 2025 г. (проект № 0243-2021-0004).

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ СЕНСОРОВ НА ОСНОВЕ НАНОЧАСТИЦ ФТОРИДА ИТТРИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО РЯДА (Tb^{3+} , Eu^{3+})

С. И. Калиниченко, А.С. Низамутдинов, М. С. Пудовкин

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Институт физики
420008, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлевская, д. 18
E-mail: kalinichenko_svetal2@mail.ru

Соотношение интенсивности люминесценции (LIR) пиков Ce^{3+} и Tb^{3+} использовалось в качестве параметра, зависящего от температуры (диапазон 293-523 К). Функции LIR затухают с повышением температуры для различных концентраций ионов Tb^{3+} . Форма LIR зависит от концентрации Tb^{3+} . Мы предполагаем, что это связано с конкуренцией двух процессов: многофононным неизлучающим переходом Tb^{3+} из 5D_3 в 5D_4 и перекрестной релаксацией между ионами Tb^{3+} , которая считалась менее зависимой от температуры.

Люминесцентная термометрия – это бесконтактная техника измерения температуры, использующая люминофор, у которого форма спектра излучения, положение пиков эмиссии, их интенсивность или время жизни возбужденного состояния зависят от температуры по известным физическим законам. В этой области ионная пара Ce^{3+}/Tb^{3+} считается очень перспективной из-за хорошего разделения между пиками Ce^{3+} и Tb^{3+} и характера переноса энергии с помощью фононов от Ce^{3+} к Tb^{3+} .

Наночастицы $CeF_3-Tb_3-YF_3$ были синтезированы методом со-осаждения из водных растворов с последующей микроволновой обработкой. Средний диаметр всех образцов составил 20 ± 1 нм. Спектральная и кинетическая характеристика наночастиц $Ce_{0.5}Y_{0.5-x}Tb_xF_3$ ($X = 0.001, 0.002, 0.005, 0.01$ и 0.05) проводилась в диапазоне температур 293-523 К. Было использовано LIR пиков люминесценции Ce^{3+} и Tb^{3+} в качестве параметра, зависящего от температуры. Функции LIR затухают с повышением температуры (рис. 1). Действительно, с повышением температуры скорость населения возбужденного состояния Tb^{3+} становится выше (процесс, поддерживаемый фононами). Таким образом, соотношение I_{Ce}/I_{Tb} уменьшается.

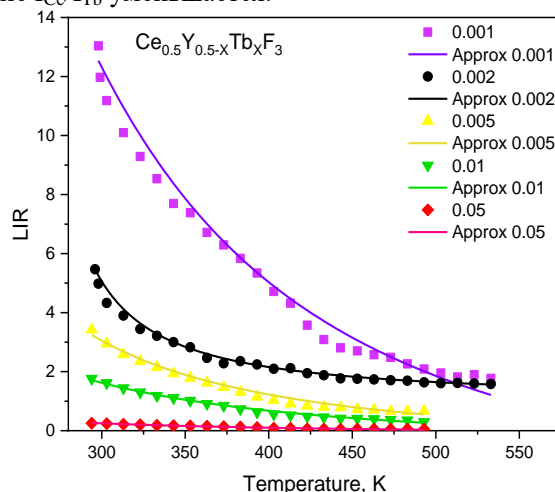


Рис. 1. Аппроксимированные зависимости LIR (I_{Ce}/I_{Tb}) для наночастиц $Ce_{0.5}Y_{0.5-x}Tb_xF_3$ ($X = 0.001, 0.002, 0.005, 0.01$ и 0.05)

Для аппроксимации данных функций была применена классическая двухцентровая модель Мотта – Зейтца. Значение $LIR = I_{Ce}/I_{Tb}$ может быть выражено с помощью уравнений [1]:

$$LIR(T) = \frac{\Delta_0}{1 + \sum_i \alpha_i \exp\left(-\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right)}, \quad (1)$$

где Δ_0 - термометрический параметр при $T = 0$ К; $\alpha = W_0/W_R$ - отношение между бе-

ызлучательными скоростями (W_0 при $T = 0$ K) и радиационными скоростями (W_R), T - абсолютная температура (K), k_B - постоянная Больцмана, а ΔE - энергия активации безызлучательного перехода, а индекс i - это количество безызлучательных переходов.

Однако, форма LIR уменьшается с увеличением концентрации Tb^{3+} . Было высказано предположение, что это явление связано с наличием двух конкурирующих процессов, заполняющих состояние 5D_4 иона Tb^{3+} . Наблюдается безызлучательный переход Tb^{3+} с 5D_3 на 5D_4 при помощи фононов и перекрестная релаксация между ионами Tb^{3+} , которая считалась менее зависимой от температуры (рис. 2)

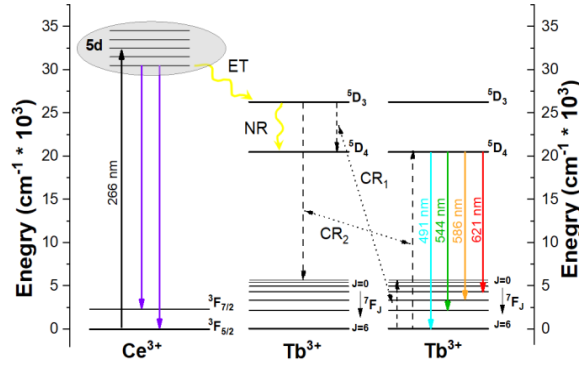


Рис. 2. Диаграмма уровней энергии системы Ce^{3+}/Tb^{3+}

С увеличением концентрации Tb^{3+} вклад менее зависимого от температуры процесса в население 5D_4 приводит к снижению скорости затухания LIR [2]. Время затухания люминесценции увеличивается с повышением температуры, вероятно, из-за вышеупомянутой перекрестной релаксации, которая постоянно заполняет уровень 5D_4 (рис. 3)

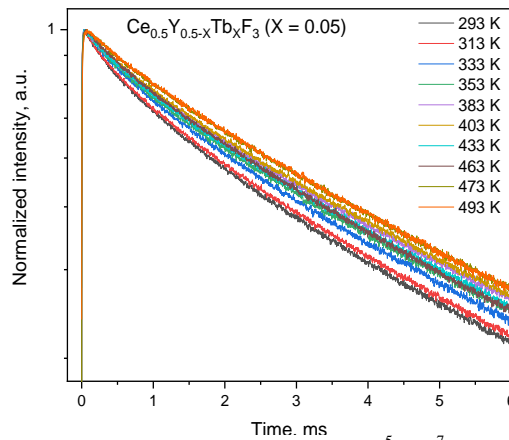


Рис. 3. Кинетики затухания люминесценции при переходах $^5D_4 - ^7F_5$ иона Tb^{3+} в наночастицах $Ce_{0.5}Y_{0.5-x}Tb_xF_3$ ($X = 0.05$), обнаруженная в диапазоне температур 293 – 493 K.

Данное исследование финансировалось за счет субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету по государственному заданию в сфере научной деятельности (номер проекта FZSM-2022-0021).

Список литературы

1. A.M. Kaczmarek, M.K. Kaczmarek, R. Van Deun. Er³⁺-to-Yb³⁺ and Pr³⁺-to-Yb³⁺ energy transfer for highly efficient near-infrared cryogenic optical temperature sensing // *Nanoscale*, vol. 11(3), pp. 833–837, 2019.
2. M.S. Pudovkin, S.I. Kalinichenko, A.S. Nizamutdinov. CeF₃-TbF₃-YF₃ nanoparticles for ratiometric temperature sensing // *Optical Materials*, vol. 148, January 2024.

ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫЕ МНОГОУРОВНЕВЫЕ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛИ НА ОСНОВЕ НАНОСТРУКТУР ДИОКСИДА ВАНАДИЯ

К. К. Капогузов^{1*}, С.В. Мутилин¹, Д. М. Милюшин^{1,2}, В. Н. Кичай³, Л.В. Яковкина³,
В.С. Тумашев¹, Е.К. Багочус¹

¹*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13
E-mail: k.kapoguzov@isp.nsc.ru

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

³*Институт неорганической химии им. А.В. Николаева
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3*

В данной работе исследуются резистивные переключатели на основе поликристаллических пленок и массивов нанокристаллов VO₂. Показано, что в таких переключателях возможно формирование от 2 до 5 стабильных уровней тока. Величина энергии на одно резистивное переключение в нанокристаллах VO₂ составила около 500 фДж, что на 2-3 порядка ниже аналогичного значения для поликристаллических пленок VO₂. Рассмотренные в работе переключатели являются перспективным объектом для создания гибридных оптико-электрических элементов для нейроморфных систем.

В настоящее время вычислительные устройства, основанные на кремниевой технологии и архитектуре фон Неймана, подходят к своим пределам в масштабируемости и скорости обработки информации [1]. Для решения этих проблем активно ищутся новые материалы и подходы, способные значительно повысить вычислительные мощности при одновременном снижении энергопотребления. Нейроморфные системы, имитирующие работу человеческого мозга с объединёнными элементами вычисления и хранения информации, представляют собой перспективное решение ограничений кремниевой электроники [2,3]. Для таких систем необходимы новые, функционально более богатые чем кремний материалы. Среди таких материалов диоксид ванадия (VO₂) является одним из наиболее многообещающих в виду своих уникальных электрических и оптических свойств. Особенности VO₂ обусловлены происходящим в нем сверхбыстрым (до 26 фс) и обратимым фазовым и структурным переходом полупроводник-металл вблизи комнатной температуры (68 °С) со значительным изменением электропроводности и диэлектрической проницаемости [4]. Это делает VO₂ перспективным материалом для множества практических применений, таких как сверхбыстрые переключатели, мемристоры, нейроморфные устройства, сенсоры, и пр. Особое внимание VO₂ привлекает в контексте создание на его основе энергоэффективных, сверхбыстрых двухконтактных резистивных переключателей, играющих ключевую роль в нейроморфных вычислительных схемах [3]. Разработка резистивных переключателей с возможностью реализации нескольких стабильных состояний в них (многоуровневых переключателей) открывает новые возможности для электронных и оптических вычислительных систем, повышая плотность памяти, скорость обработки информации и энергетическую эффективность [5].

В данной работе рассматриваются планарные и вертикальные переключающие элементы с возможностью реализации нескольких уровней по сопротивлению, сформированные на основе поликристаллических пленок, а также массивов наноразмерных кристаллов VO₂. Фазовый переход полупроводник-металл в таких переключателях проявляется в скачке сопротивления в несколько раз при достижении электрическим напряжением порогового значения. Все сформированные структуры были охарактеризованы с помощью рентгенофазового анализа, который показал преобладание VO₂ M1 фазы. Были исследованы параметры температурного и электрически-инициированного фазового перехода полупроводник-металл. При температурном переходе обнаружен скачок сопротивления более чем на 3 порядка, что говорит о высоком качестве сформированных структур. Показано, что при резистивных переключениях в поликристал-

лических пленках VO₂ формируется от 2 до 5 стабильных уровней тока. Количество этих уровней контролируется числом литографически сформированных параллельных пар контактов. Аналогичный эффект появления нескольких уровней тока при электрической инициации фазового перехода был обнаружен в массивах нанокристаллов VO₂. При этом показано, что величина пороговой энергии на одно переключение в нанокристаллах составляет около 500 фДж, что на 2-3 порядка ниже, чем в переключателях на основе поликристаллических пленок VO₂. Продемонстрировано увеличение числа стабильных переключений сопротивления в сформированных нанокристаллах (не менее 10¹⁰), по сравнению с пленками VO₂ (не более 10⁸), что критически важно для возможных практических применений VO₂ в вычислительных системах.

Рассмотренные в работе резистивные переключатели на основе VO₂ являются перспективным объектом для исследований и создания функциональных вычислительных устройств. Предложенный подход к формированию вертикальных переключателей на основе массива нанокристаллов VO₂ полностью совместим со стандартной кремниевой технологией. При этом, поскольку фазовый переход в рассматриваемых переключателях ведет к скачку как их электрических, так и оптических свойств, такие структуры представляют крайний интерес для создания сверхбыстрых гибридных оптико-электрических переключателей, сенсоров и т.д.

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования Российской Федерации.

Список литературы

1. Keyes R.W. Fundamental limits of silicon technology // Proc. IEEE. 2001. Vol. 89, № 3. P. 227–239.
2. Yi W. et al. Biological plausibility and stochasticity in scalable VO₂ active memristor neurons // Nat. Commun. 2018. Vol. 9, № 1. P. 4661.
3. Prinz V.Y. et al. A new approach to the fabrication of VO₂ nanoswitches with ultra-low energy consumption // Nanoscale. 2020.
4. Yujie Ke. Vanadium Dioxide: The Multistimuli Responsive Material and Its Applications / Yujie Ke et al. // Small. – 2018. – Issue 39. - p. 1802025.
5. Gao X., Rosário C.M.M., Hilgenkamp H. Multi-level operation in VO₂-based resistive switching devices // AIP Adv. 2022. Vol. 12, № 1. P. 15218.

ВАРИАНТЫ ОТЖИГА НАНОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ОПТИЧЕСКИХ СТЕКОЛ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

А.Ф.Коваленко

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова»
(127055, Российская Федерация, Москва, ул. Суцневская, д. 22)
E-mail: alexanderfkov@yandex.ru

В рамках динамической несвязанной задачи термоупругости для полупространства рассмотрено воздействие импульсного лазерного излучения на оптическое стекло с металлическими наночастицами. Получены аналитические соотношения, являющиеся критериями термопрочности оптических стекол и позволяющие определить неразрушающие режимы отжига. Показаны варианты расширения возможностей лазерного отжига для случаев, когда критерий термопрочности не выполняется.

В настоящее время оптические стекла, содержащие металлические наночастицы, рассматриваются как основа для создания новых фотонных сред с перспективой их применения в области оптоэлектроники и нелинейной оптики [1, 2]. Для контролируемой модификации металлических наночастиц в стекле применяют традиционный термический отжиг [3], или лазерный отжиг [4, 5], который позволяет управлять размером частиц и распределением их концентрации по толщине имплантированного слоя. Например, в работах [1, 2] для отжига применялись эксимерные AgF- и KrF-лазеры с длиной волны 193 и 248 нм соответственно. При использовании лазеров, длина волны которых попадает в полосу фундаментального поглощения стекла, возможны режимы отжига, при которых термоупругие напряжения могут превысить предел прочности материала на растяжение. Так как концентрация имплантата относительно мала, будем считать, что механические и теплофизические свойства материала полностью определяются свойствами матрицы стекла. Будем считать пластину из оптического стекла термопрочной, если при воздействии одиночного лазерного импульса ее поверхность нагревается до температуры отжига, а термоупругие напряжения не превышают предел прочности материала на растяжение.

В [6] рамках динамической несвязанной задачи термоупругости получены аналитические соотношения, являющиеся критериями термопрочности пластин из оптического стекла для трех временных форм лазерного импульса:

$$2\sigma_B / [3K\alpha_T(T_f - T_0)] \geq (1 - e^{-\chi C_0 \tau}) / (\chi C_0 \tau) = f_1(\chi C_0 \tau); \quad (1)$$

$$2\sigma_B / [3K\alpha_T(T_f - T_0)] \geq \pi^2 (1 + e^{-\chi C_0 \tau}) / 2[(\chi C_0 \tau)^2 + \pi^2] = f_2(\chi C_0 \tau); \quad (2)$$

$$2\sigma_B / [3K\alpha_T(T_f - T_0)] \geq 2[1 - e^{-\chi C_0 \tau} (1 + \chi C_0 \tau)] / (\chi C_0 \tau)^2 = f_3(\chi C_0 \tau), \quad (3)$$

где σ_B – предел прочности материала на растяжение;

K – модуль всестороннего сжатия материала;

α_T – температурный коэффициент линейного расширения материала;

T_f – температура отжига; T_0 – начальная температура;

χ – показатель поглощения материала на длине волны лазерного излучения;

C_0 – скорость звука в материале; τ – длительность лазерного импульса.

Уравнение (1) получено для лазерного импульса прямоугольной ременной формы, уравнение (2) – для лазерного импульса в виде положительной полуволны синусоиды, уравнение (3) – для лазерного импульса треугольной временной формы с очень коротким фронтом и затянутым спадом. Левые части уравнения являются константой, характеризующей отношение предела прочности материала пластины к максимально возможным термоупругим напряжениям в ней. Правые части – являются функциями, зависящими от временной формы лазерного импульса.

Уравнения (1) – (3) позволяют определить неразрушающие режимы лазерного отжига. При известных свойствах материала и длительности лазерного импульса мож-

но определить минимальное значение показателя поглощения материала на длине волны лазерного излучения, позволяющего обеспечить неразрушающий режим лазерного отжига. Или при известном показателе поглощения можно определить минимально допустимую длительность лазерного импульса. Так как уравнения (1) – (3) являются трансцендентными, искомые величины в явном виде выразить не удастся. Их определяют графическим решением указанных уравнений, методом половинного деления или методом хорд.

Если критерий термopочности не выполняется, можно найти, как минимум, три варианта обеспечения неразрушающих режимов лазерного отжига. В первом варианте из уравнений (1) – (3) для соответствующей временной формы лазерного импульса находят значение начальной температуры пластины T_0 , определяемой по уравнению

$$T_0 \geq T_f - \frac{2\sigma_B}{3K\alpha_T f_i (\chi C_0 \tau)}, \quad (4)$$

до которой необходимо нагреть пластину, чтобы критерий выполнялся, а воздействие лазерным импульсом осуществляют после нагрева пластины до этой температуры. Во втором варианте требуемая температура отжига достигается воздействием в частотно-импульсном режиме нескольких лазерных импульсов при обеспечении критерия термopочности для каждого импульса. В третьем варианте исходный лазерный импульс при помощи диэлектрических зеркал разделяют на несколько импульсов равной плотности мощности и осуществляют задержку каждого последующего импульса на время воздействия предыдущего импульса. Для второго и третьего вариантов необходимо выполнения условия

$$\chi \sqrt{at} \ll 1, \quad (5)$$

где: α – коэффициент температуропроводности материала; t – суммарное время воздействия лазерных импульсов.

Таким образом, показаны варианты расширения возможностей импульсного лазерного отжига оптических стекол с металлическими наночастицами для случаев, когда критерий термopочности не выполняется.

Список литературы

1. Степанов А.Л. Лазерный отжиг диэлектриков с металлическими наночастицами // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111. № 2, с. 245 – 249.
2. Степанов А.Л., Валеев В.Ф., Нуждин В.И., Базаров В.В., Файзрахманов И.А. Отжиг эксимерным лазером силикатного стекла с ионно-синтезированными наночастицами серебра // Журнал технической физики. 2009. Т. 79. Вып 10, с. 102 – 109.
3. Kovalenko A.F. Nondestructive Heat-Treatment Regimes for Glass and Ceramic Plates // Glass and Ceramics. 2003. V. 60. No 11 – 12. P. 414 – 416.
4. Stepanov A.L., Hole D.E. / Recent research development in applied physics. Cuala, India Transworld Research Network. 2002, p. 1 – 26.
5. Коваленко А.Ф. Лазерный импульсный отжиг стеклянных пластин при частичном их покрытии излучением // Стекло и керамика. 2018. № 2, с. 27 – 31.
6. Коваленко А.Ф. Отжиг стеклянных и керамических материалов наносекундными лазерными импульсами // Стекло и керамика. 2018. № 6, с. 37 – 42.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ СЕМЕЙСТВА ЛАНГАСИТА

Н. С. Козлова^{1*}, Е. В. Забелина¹, В. М.¹ Касимова, О. А. Бузанов², В. Е. Умылин¹,
Д. А. Овсянников¹

¹Университет науки и технологий МИСИС
119049, Российская Федерация, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1

*E-mail: kozlova_nina@mail.ru

²АО «Фомос-Материалы»
107023, Российская Федерация, Москва, ул. Буженинова, д. 16, стр. 1

Исследованы оптические свойства образцов монокристаллов кристаллов $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, $\text{La}_3\text{Ga}_{5,5}\text{Ta}_{0,5}\text{O}_{14}$ и $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ в видимом диапазоне длин волн с учетом анизотропии и дихроизма.

Кристаллы семейства лангасита - лангасит (LGS, $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$), лангатат (LGT, $\text{La}_3\text{Ga}_{5,5}\text{Ta}_{0,5}\text{O}_{14}$) и катангасит (CTGS, $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$), относятся к структурному типу кальций-галлиевого германата, открытому в начале 80-х годов XX века в СССР при поиске новых лазерных сред [1]. Эти кристаллы характеризуются точечной группой симметрии 32 и, следовательно, являются оптически анизотропными, обладают двулучепреломлением, дихроизмом и гиротропией. CTGS относится к упорядоченным кристаллам, а LGS и LGT – к разупорядоченным. Целью данной работы было комплексное изучение оптических свойств LGS, LGT и CTGS с учетом анизотропии их свойств. Кристаллы были выращены в компании «Фомос-Материалы» методом Чохральского в *I*t тиглях в атмосфере аргона и аргона с добавлением кислорода. Оптические свойства кристаллов исследовались в аккредитованной лаборатории «Монокристаллы и заготовки на их основе» в видимом диапазоне длин волн. Величины коэффициентов преломления обыкновенной и необыкновенной волн N_o и N_e были измерены методом призмы на гониометре-спектрометре ГС-2. Полученные дискретные значения были аппроксимированы уравнением Селмейера. Спектральные зависимости пропускания обыкновенной и необыкновенной волны T_o и T_e были измерены на спектрофотометре «Сару-5000» с универсальной измерительной приставкой «УМА» в поляризованном свете. Удельный поворот плоскости поляризации ρ измеряли при распространении света вдоль оси 3-го порядка прямым методом на длине волны $\lambda=630$ нм и спектрофотометрическими методами, представленными в [2, 3], используя спектральные зависимости пропускания в системе анализатор-кристалл-поляризатор с углами между анализатором и поляризатором 0° (параллельное положение), $\pm 45^\circ$, 90° (скрещенное положение).

Исследования проводились в аккредитованной лаборатории полупроводниковых материалов и диэлектриков «Монокристаллы и заготовки на их основе» НИТУ МИСИС при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам FSME-2023-0003.

Список литературы

1. Модифицированные редкоземельные галлаты со структурой $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ / Б.В. Милль, А.В. Буташии и др. // Доклады АН СССР, т. 264, № 6, с. 1385–1389, 1982.
2. Определение удельного угла вращения плоскости поляризации в гиротропных кристаллах средней категории спектрофотометрическим методом / Е.В. Забелина, Р. Шахин, Н.С. Козлова, В.М. Касимова // Изв. ВУЗ. Материалы электронной техники, т. 26, с. 1-9, 2023.
3. Влияние изотермических отжигов на вращение плоскости поляризации в кристаллах $\text{Ca}_3\text{TaGa}_3\text{Si}_2\text{O}_{14}$ / Деев Г.Ю., Козлова Н.С., Касимова В.М. и др. // Сб. трудов ННТК с международным участием «ПМТ–2024», Москва, 2024.

СБИС УПРАВЛЕНИЯ ЖК-МАТРИЦЕЙ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ТИПА

Ю. С. Макаров*, С. В. Мутилин, С. Н. Речкунов

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 630090, Российская Федерация, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13

**E-mail: makarov@isp.nsc.ru*

Основной задачей СБИС управления ЖК-матрицей отражательного типа является формирование независимых управляющих напряжений на каждом пикселе, приводящих к изменению направления директора жидкого кристалла. Степень изменения директора в свою очередь определяет величину градации изменения фазы отраженной волны от 0 до 2π . При длительном воздействии однонаправленного электрического поля в ЖК-ячейке происходит миграция ионов к одному из электродов, в результате происходит компенсация действия внешнего поля. Во избежание данного эффекта необходимо периодически инвертировать поданное на ЖК напряжение (инверсия поля), устраняя постоянную составляющую. Инверсия поля также позволяет увеличить скорость поворота директора, которая в значительной степени определяет быстродействие всего модулятора. Поданное на ЖК напряжение определяется разностью потенциалов на управляющем электроде ячейки и общем электроде ЖК-матрицы.

Для реализации инверсии поля можно зафиксировать напряжение на общем электроде и варьировать управляющее напряжение в ячейке СБИС. Однако в этом случае необходимо, чтобы рабочее напряжение СБИС, более чем вдвое, превышало пороговое напряжение переориентации ЖК. Альтернативным вариантом, позволяющим снизить рабочее напряжение СБИС, является работа с модуляцией напряжения на общем электроде ЖК. Однако для реализации такого режима требуется полнокадровая развертка изображения, усложняющая конструкцию СБИС.

В данной работе была разработана СБИС управления ЖК-матрицей отражательного типа формата 1024×1024 с шагом пикселей 15 мкм по технологии КМОП КНИ 0,35 мкм предприятия НИИИС им. Ю.Е. Седакова (г. Нижний Новгород) с пятью уровнями металлизации и одним уровнем поликремния.

Основные характеристики СБИС

- Напряжение питания 3,3 В
- Максимальная частота приема видеосигнала не менее 10 МГц
- Потребляемая мощность не более 500 мВт
- Коэффициент заполнения матрицы 87%

Функциональные возможности СБИС управления

- Предназначена для ЖК нематического типа
- Аналоговое управление фазовым сдвигом
- Полнодиапазонный размах управляющего напряжения
- Полнокадровая развертка
- Восемь сигнальных псевдо-дифференциальных входов
- Возможность смены полярности управляющего напряжения в течение кадра
- Может вести прием видеосигнала одновременно с модуляцией напряжений на каждом пикселе ЖК-матрицы, записанных во время предыдущего кадра

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025».

СИНТЕЗ И СПЕКТРОСКОПИЯ ЛАЗЕРНЫХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ ОКСИДА ИТТРИЯ, СОАКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ТУЛИЯ И ГОЛЬМИЯ

Р. Н. Максимов^{1*}, В. А. Шитов¹, В. В. Осипов¹,
А. О. Арискин^{1,2}, Е. М. Бузаева^{1,2}, П. А. Рябочкина²

¹Институт электрофизики УрО РАН
620016, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 106
*E-mail: roman.maksimov196@yandex.ru

²Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва
430005, Российская Федерация, Саранск, ул. Большевикская, д. 68

Сообщается о результатах всестороннего спектроскопического исследования прозрачных поликристаллических материалов на основе полупрозрачного оксида иттрия, соактивированных ионами тулия и гольмия. Образцы керамик изготавливались посредством вакуумного спекания нанопорошков, синтезированных методом лазерного испарения мишени. Установлено влияние соотношения Tm^{3+}/Ho^{3+} на абсорбционные и люминесцентные свойства ионов-активаторов.

В последние годы поликристаллические материалы на основе полупрозрачных оксидов (Y_2O_3 , Lu_2O_3 и Sc_2O_3), активированные ионами редкоземельных элементов, привлекли значительное внимание вследствие перспективности их использования в качестве активных сред эффективных твердотельных лазеров, в том числе способных генерировать импульсы излучения ультракороткой длительности [1]. Трёхвалентные ионы тулия и гольмия являются подходящими активаторами для разработки лазерных систем, излучающих в спектральном диапазоне от 1.9 до 2.3 мкм, которые находят широкое применение в медицине, обработке материалов и дистанционном зондировании атмосферы. Кроме того, комбинирование индивидуальных спектров излучения ионов Tm^{3+} и Ho^{3+} путём совместного легирования материала-матрицы может быть использовано для уширения полосы усиления и сокращения длительности лазерных импульсов [2]. Однако до сих пор остается неясным вопрос об оптимальном концентрационном балансе Tm^{3+}/Ho^{3+} применительно к полупрозрачным оксидам. Цель данной работы состоит в исследовании влияния соотношения ионов Tm^{3+}/Ho^{3+} на спектроскопические свойства лазерных $Tm, Ho:Y_2O_3$ керамик.

Керамические образцы изготавливались посредством вакуумного спекания наноразмерных частиц сложного химического состава, синтезированных методом лазерного испарения твёрдой мишени. Для приготовления мишеней производилось сухое смешивание высокочистых порошков Tm_2O_3 , Ho_2O_3 и Y_2O_3 в следующих пропорциях: $(Tm_{0.03}Ho_{0.003}Y_{0.967})_2O_3$, $(Tm_{0.03}Ho_{0.006}Y_{0.964})_2O_3$ и $(Tm_{0.03}Ho_{0.01}Y_{0.96})_2O_3$. Дополнительно были получены составы с одиночным легированием – $(Tm_{0.03}Y_{0.97})_2O_3$ и $(Ho_{0.01}Y_{0.99})_2O_3$. Затем смеси прессовались в цилиндрические мишени диаметром 65 мм и подвергались обжигу в атмосфере воздуха при температуре 1100 °С в течение 5 ч. Синтез нанопорошков осуществлялся путём испарения мишеней излучением волоконного иттербиевого лазера ЛС-07Н с длиной волны 1.07 мкм [3]. Полученные наночастицы обжигались в воздушной среде и компактировались в цилиндры методом одноосного статического прессования при давлении 200 МПа. После прокаливания компакты спекались в течение 5 ч при температуре 1750 °С и остаточном давлении газов на уровне 10^{-3} Па. Затем спечённые образцы обжигались в течение 2 ч при 1400 °С для восстановления кислородной стехиометрии и полировались с обеих сторон до зеркального блеска. С помощью методов ICP MS, XRD, оптической микроскопии и спектрофотометрии исследовались химический состав, кристаллическая структура, морфологические особенности и оптическое качество синтезированных $Tm, Ho:Y_2O_3$ керамик (рис. 1).

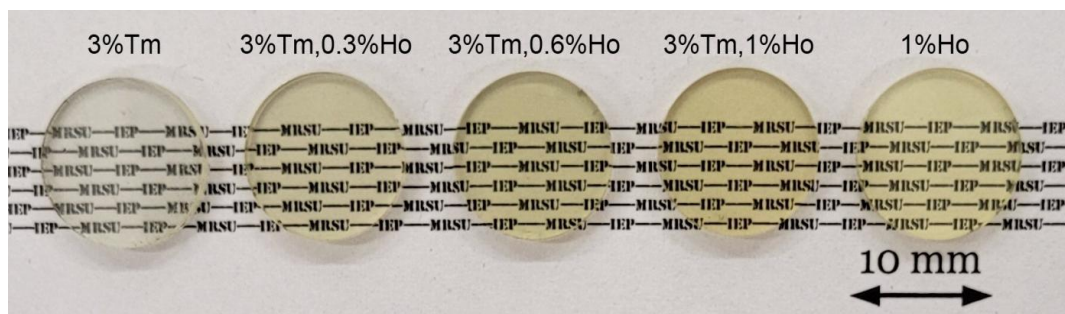


Рис. 1. Фотография полученных Тm, Ho:Y₂O₃ керамик

Спечённые керамики имели однородную микроструктуру, состоящую из зёрен полиэдрической формы размером от 3 до 10 мкм, а также редких сферических пор, расположенных, в основном, на межкристаллитных границах. Согласно результатам рентгенофазового анализа, образцы содержали одну кристаллическую фазу, представляющую собой твёрдый раствор оксидов с кубической структурой типа биксбиита. Относительные интенсивности и положения дифракционных пиков хорошо совпадали с линиями Y₂O₃ (ICSD PDF №86-1326). Измерения спектров пропускания подтвердили высокое оптическое качество керамик. Оптическое пропускание в предполагаемом диапазоне длин волн лазерной генерации (2–2.1 мкм) составляло более 80%, что близко к теоретическому пределу для Y₂O₃. Измерены спектры сечений поглощения и люминесценции ионов Tm³⁺ и Ho³⁺, а также времена жизни верхних лазерных уровней, что позволило установить влияние соотношения Tm³⁺/Ho³⁺ на спектры усиления.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 24-23-00460 <https://rscf.ru/project/24-23-00460/>.

Список литературы

1. C. Krankel. Rare-Earth-Doped Sesquioxides for Diode-Pumped High-Power Lasers in the 1-, 2-, and 3- μ m Spectral Range // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 21 (1), pp. 250–262, 2015.
2. Z. Pan, P. Loiko, Y. Wang, et al. Disordered Tm³⁺, Ho³⁺-codoped CNGG garnet crystal: Towards efficient laser materials for ultrashort pulse generation at \sim 2 μ m J. Alloys Compd., vol. 853, 157100, 2021.
3. V.V. Osipov, V.V. Platonov, V.V. Lisenkov, et al. Study of nanoparticle production from yttrium oxide by pulse-periodic radiation of ytterbium fibre laser // Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process., vol. 124, 3, 2018.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН НИЖЕ ТОЧКИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЕНСАЦИИ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

М.П. Мандрик^{1,2,3*}, Д.М. Кричевский^{1,2,3}, Д.О. Игнатъева^{1,2,3}, Н.А. Гусев^{2,3},
В.И. Белотелов^{1,2,3}

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
141700, Российская Федерация, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

*E-mail: mandrik.mp@phystech.edu

²Российский квантовый центр

121205, Российская Федерация, Москва, ИЦ Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1.

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1.

В магнетике существует температура, при которой суммарная намагниченность подрешеток компенсируются. Вблизи этой температуры намагниченности подрешеток имеют скос и реализуется неколлинеарная магнитная фаза. В работе экспериментально исследуются распространение спиновых волн, возбужденных фемтосекундными оптическими лазерными импульсами в неколлинеарной фазе феррита-граната. Приведены оценки времени затухания и дисперсии спиновых волн.

В настоящий момент одной из самых главных проблем в технологии создания эффективных магнитных устройств являются большие тепловые потери и быстрое затухание спиновых процессов в материале. Применение принципов оптомагноники для возбуждения спиновой динамики позволяет избежать значительных диссипативных потерь при переносе спинового момента и распространении спиновых волн [1]. К настоящему моменту продемонстрирована возможность полностью оптической сверхбыстрой записи информации магнитных пленок, превосходящие классические полупроводниковые схемы [2], поэтому решение проблемы передачи данных с использованием спиновых волн становится всё актуальнее.

В данной работе исследуется распространение спиновых волн при температуре ниже точки температурной компенсации магнитных моментов в пленках железо-гадолиниевого феррита-граната. В ферромагнетиках при температуре компенсации намагниченности магнитные подрешетки полностью компенсируют друг друга. Вблизи этой температуры реализуется две магнитные фазы: неколлинеарная и коллинеарная. Основная масса современных исследований сосредоточена на коллинеарной фазе [3], тогда как неколлинеарная фаза, характеризующаяся скосом внутренней намагниченности подрешеток (рис. 1.), исследована недостаточно подробно [4].

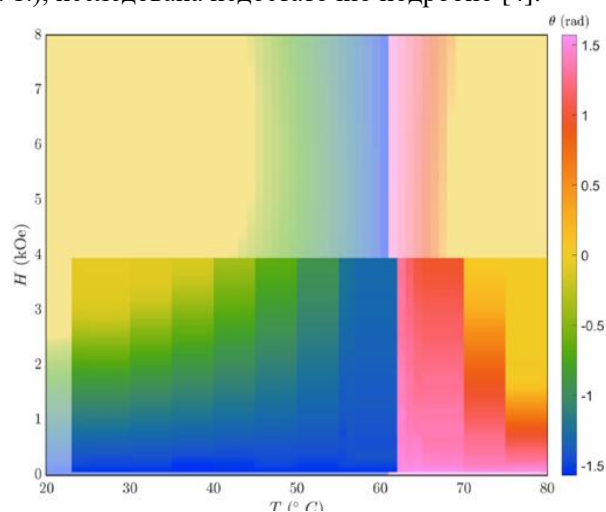


Рис. 1. Фазовая диаграмма образца. Цветом показана величина угла выхода суммарной намагниченности материала из плоскости пленки в зависимости от приложенного магнитного поля и температуры. Экспериментальные данные (более темный цвет) наложены на теоретические результаты (более светлый цвет)

Исследование спиновых волн в неколлинеарной фазе проводилось с помощью метода «накачки – зондирования». Для достижения неколлинеарной фазы вещества в эксперименте использовалось магнитное поле величиной 295 мТл, параллельное плоскости пленки, при температуре 42°C. На рис. 2 представлены сигналы фарадеевского вращения поляризации с временным разрешением, в зависимости от величины отстройки d между лучами накачки и зондирования в плоскости образца. Видно, что при увеличении расстояния отстройки частота магнитной прецессии понижается с 4,8 ГГц до 3,5 ГГц, что характерно для объемных магнитостатических спиновых волн в феррит-гранате.

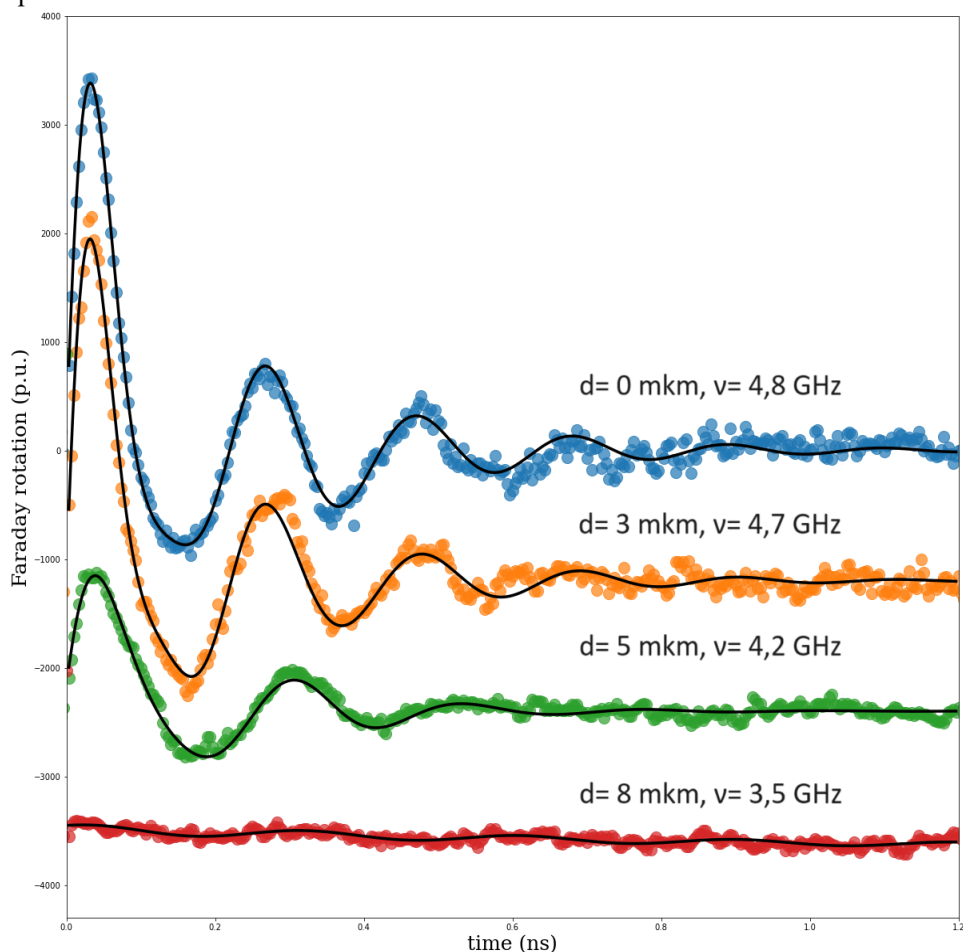


Рис. 2. Зависимость величины эффекта Фарадея с временным разрешением в относительных единицах от величины отстройки d (мкм) лучей накачки и зондирования на поверхности образца
Исследование поддержано РФФ №23-62-10024.

Список литературы

1. A. Stupakiewicz, C.S. Davies, K. Szerenos, et.al. Ultrafast phononic switching of magnetization // *Nat. Phys.*, vol. 17, pp. 489–492, 2021.
2. A.V. Kimel, M. Li. Writing magnetic memory with ultrashort light pulses // *Nat. Rev. Mater.*, vol. 4, pp. 189–200, 2019.
3. L. Caretta, M. Mann, F. Büttner, et.al. Fast current-driven domain walls and small skyrmions in a compensated ferrimagnet // *Nat. Nanotechnol.*, vol. 13, pp. 1154–1160, 2018.
4. D.M. Krichevsky, N.A. Gusev, D.O. Ignatyeva, et.al. Unconventional spin dynamics in the noncollinear phase of a ferrimagnet // *Phys. Rev. B.*, vol. 108, 174442, 2023.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГРАФИТОПОДОБНОГО НИТРИДА УГЛЕРОДА В МИКРОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

Н.А. Мартемьянов^{1*}, И.Н. Ильяшенко¹, А.В. Ищенко¹, И.А. Вайнштейн^{1,2}

¹НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии», Уральский федеральный университет, 620002, Россия, Екатеринбург, ул. Мира, 19

*E-mail: n.a.martemianov@urfu.ru

²Институт металлургии УрО РАН, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 101

В работе представлены результаты исследований люминесцентных свойств структур мелема и графитоподобного нитрида углерода, синтезированных методом термической полимеризации. Проанализированы спектральные параметры в зависимости от времени задержки регистрации сигнала фотолюминесценции полученных образцов. Обсуждаются наблюдаемые особенности процессов собственной люминесценции в синтезированных структурах $g\text{-C}_3\text{N}_4$.

Графитоподобный нитрид углерода является бинарным полимерным полупроводником со слоистой структурой и шириной запрещенной зоны около 2.7 эВ [1]. Параметры собственной люминесценции существенно зависят от условий синтеза. Целью данной работы является исследование закономерностей собственной фотолюминесценции в структурах $g\text{-C}_3\text{N}_4$, полученных в различных температурных режимах поликонденсации, с использованием методик время-разрешенной спектроскопии.

Исследуемые порошки графитоподобного нитрида углерода были синтезированы путем отжига мочевины в закрытом фарфоровом тигле при температурах 450-600 °С в течение 2 ч (образцы CN450-CN600). Кроме того, дополнительно для сравнительного анализа в аналогичных условиях были синтезированы структуры мелема, который является промежуточным продуктом при разложении мочевины до 400 °С. Все полученные образцы были аттестованы с помощью рентгенофазового анализа и методом ИК-спектроскопии.

Для синтезированных порошков были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) с задержкой начала регистрации отклика от 0 до 50 мкс и временем регистрации 10 мкс. Измерения спектров люминесценции производились при комнатной температуре с использованием спектрометра Perkin Elmer LS-55 в режиме фосфоресценции. Установлено, что для спектров, зарегистрированных с задержкой 0-30 мкс, наблюдаются три полосы ФЛ с максимумами в областях 2.43 эВ, 2.61 эВ и 2.82 эВ. В спектрах образцов $g\text{-C}_3\text{N}_4$, измеренных с задержкой 40 мкс отсутствуют коротковолновые полосы.

Полосы люминесценции 2.43 и 2.61 эВ соответствуют излучательным переходам с возбужденных уровней π -связей. Вклад этих компонент максимален у образца CN550 при времени задержки 0-10 мкс. Указанное поведение может быть связано с более полным формированием гептазиновых плоскостей $g\text{-C}_3\text{N}_4$ при температурах синтеза 550 °С.

Показано, что полоса свечения 2.82 эВ является самой быстрой из наблюдаемых компонент ФЛ и соответствует релаксации возбужденных σ -связей на уровне оборванных связей мостикового азота в $g\text{-C}_3\text{N}_4$. Вклад этой компоненты в спектр люминесценции максимален у мелема и постепенно снижается до минимума для образцов CN500, CN550 и CN600. Снижение интенсивности ФЛ свечения в CN600 связано с началом разрушения полимерных слоев.

Работа выполнена при поддержке научного проекта Минобрнауки FEUZ-2020-0059.

Список литературы

1. Martemyanov, N.A., Ilyashenko, I.N., Kamalov et al. Effects of the Synthesis Temperature on the Intrinsic Luminescence in $g\text{-C}_3\text{N}_4$, R.V., Ishchenko, A.V., Weinstein, I.A. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2022, – № 86 (10), – С. 1188–1192.

СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4$, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Tm^{3+} И Ho^{3+}

Т. М. Миннебаев^{1*}, А. С. Низамутдинов¹, А. А. Шавельев¹, В. В. Семашко¹

¹Институт физики, Казанский федеральный университет
420008, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлевская, д. 18
*E-mail: timurminnebaev271@gmail.com

Представлены спектрально-кинетические характеристики концентрационной серии смешанных кристаллов $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4$, легированных ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} . Представлены и обсуждены сенсibilizированная люминесценция и поляризационно-зависимые спектральные характеристики исследуемых кристаллов, в которых наблюдается некоторое уширение спектральных линий. Измеренные данные позволили оценить параметры передачи энергии для пары ионов Tm^{3+} и Ho^{3+} . Так, в смешанных кристаллах оказались выше радиус Фёрстера и ниже вероятность обратной передачи энергии, что позволяет сделать вывод о перспективности смешанных кристаллов $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4$, с двойной активацией ионами Tm^{3+} и Ho^{3+} как активной среды для сенсibilizированной лазерной генерации.

Интерес к ионам Tm^{3+} и Ho^{3+} основан на возможности достижения лазерной генерации в инфракрасном спектральном диапазоне - в области 1,8 мкм в случае одиночной активации кристаллов и области 2 мкм в случае двойной активации кристаллов. Эти лазеры имеют широкий спектр применений, включая лазерную хирургию и зондирование окружающей среды с помощью технологии LIDAR, что обусловлено сильным поглощением воды в этой области длин волн [1,2].

Достижение лазерной генерации в кристаллах, легированных только ионами Tm^{3+} или Ho^{3+} , затруднено из-за сильных процессов кросс-релаксации, поэтому для достижения лазерного излучения на длине волны 2 мкм часто используется схема сенсibilizации с ионами Tm^{3+} как донорами и ионами Ho^{3+} как акцепторами, на переходах ${}^3\text{F}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ и ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$, соответственно. В этом случае для накачки можно использовать переходы ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ ионов Tm^{3+} и коммерчески доступные лазерные диоды с длиной волны около 790 нм. Эффективность лазера будет обусловлена кросс-релаксационным переносом энергии между ионами тулия и гольмия [3]. В то же время смешанные кристаллы в качестве матриц для ионов-активаторов могут обеспечить уширение спектральных линий, что может привести к повышению эффективности передачи энергии и увеличению спектральной ширины полосы усиления, что приводит к увеличению области перестройки длины волны лазерной генерации.

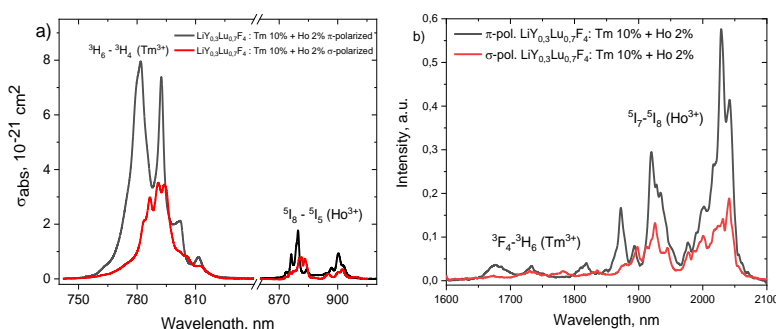


Рис. 1. а) Поляризованные спектры сечения поглощения $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4$, легированного Tm^{3+} 10% + Ho^{3+} 2%. б) Поляризованные спектры люминесценции $\text{LiY}_{0,3}\text{Lu}_{0,7}\text{F}_4$, легированного Tm^{3+} 10% + Ho^{3+} 2%.

Таблица 1

| Спектральные характеристики и параметры передачи энергии | | | | |
|--|----------------------------|---|--|------------------------------|
| Кристалл | время жизни 3F_4 , мс | сечение поглощения ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$, 10^{-20} см ² | отношение коэффициентов передачи C_{Tm-Ho}/C_{Ho-Tm} | критический радиус R_0 , Å |
| LiY _{0,3} Lu _{0,7} F ₄ : Tm 10% + Ho 2% | 11 | 0,79 | 6,8 | 22 |
| YLF:Tm + Ho [4] | 11,9 | 0,80 | 6,3 | 17,3 |

В настоящей работе исследованы спектральные характеристики и характеристики затухания люминесценции концентрационной серии смешанных кристаллов LiY_{0,3}Lu_{0,7}F₄, допированных ионами Tm³⁺ и Ho³⁺, выращенных методом Бриджмена. Исследованные кристаллы продемонстрировали интенсивную сенсibilizированную люминесценцию при возбуждении ионов Tm³⁺ до уровня 3F_4 лазерным излучением с длиной волны 790 нм. Представлены и обсуждены спектральные характеристики исследуемых кристаллов в зависимости от поляризации света, в том числе при температуре 77К. На рисунке 1 представлены зарегистрированные спектры поглощения и люминесценции на переходах ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ и ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$, соответственно, для ионов Tm³⁺, а также переходов ${}^5I_5 \rightarrow {}^5I_8$ и ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$ для ионов Ho³⁺, при этом наблюдается некоторое уширение спектральных линий. Измеренные спектральные данные и параметры затухания люминесценции позволили оценить параметры передачи энергии, радиус Фёрстера и скорости прямого и обратного переноса энергии в системе ионов Tm³⁺→Ho³⁺ в смешанных кристаллах LiY_{0,3}Lu_{0,7}F₄. Показано, что оценка критического радиуса безызлучательной передачи энергии Tm³⁺→Ho³⁺ оказывается выше для смешанных кристаллов LiY_{0,3}Lu_{0,7}F₄ по сравнению с матрицей LiYF₄, а также уменьшилась относительная скорость обратной передачи энергии в этой паре ионов. Полученные данные позволяют сделать вывод о перспективности смешанных кристаллов LiY_{0,3}Lu_{0,7}F₄, с двойной активацией ионами Tm³⁺ и Ho³⁺ как активной среды для сенсibilizированной лазерной генерации. В работе также обсуждаются результаты экспериментов по достижению лазерной генерации в данной активной среде и ее перспективность в сравнении с другими матрицами.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности, проект № FZSM-2024-0004.

Список литературы

1. Zhu X. et al. Development of all-solid coherent Doppler wind lidar //Chinese Optics Letters. – 2012. – Т. 10. – №. 1. – С. 012801.
2. Van Abel K. M. et al. Transoral robotic surgery using the thulium: YAG laser: a prospective study //Archives of Otolaryngology–Head & Neck Surgery. – 2012. – Т. 138. – №. 2. – С. 158-166.
3. Özen G., Salihoğlu S. Tm-to-Ho resonant and nonresonant energy transfer in LiYF₄ //Optics communications. – 2000. – Т. 180. – №. 4-6. – С. 323-328.
4. Toncelli A. et al. NIR luminescence and laser parameters of Ca₃Sc₂Ge₃O₁₂ garnet host crystals activated with Tm³⁺ and Ho³⁺ //Journal of luminescence. – 2001. – Т. 92. – №. 3. – С. 237-244.

ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ 2-(1,3-БЕНЗТИАЗОЛ-2-ИЛ)-БРОМФЕНОЛА ПРИ УФ-ОБЛУЧЕНИИ

М. О. Мочалов^{1*}, Е. В. Парфенова¹, Е. А. Слюсарева¹

¹Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79
*E-mail: mochalov.makar@mail.ru

Исследована фотостабильность 2-(1,3-бензтиазол-2-ил)-бромфенола в полиметилметакрилате при непрерывном облучении диодом с длиной волны 365 нм. Показано, что данный люминофор с аномальным стоксовым сдвигом имеет перспективы применения в качестве активной лазерной среды.

Использование красителей в качестве активной среды лазера позволяет реализовывать перестройку длины волны генерации. Однако слабым местом красителей является ограниченная фотостабильность и лимитированная антистоксовой областью полоса перестройки. Мы исследовали 2-(1,3-бензтиазол-2-ил)-бромфенол, внедренный в твердую матрицу. Особенностью исследуемого люминофора является аномально большой стоксов сдвиг (более 100 нм) [1], который наблюдается вследствие внутримолекулярного переноса протона в возбужденном состоянии [2, 3]. Такая специфика исследуемого вещества позволяет избежать реабсорбции люминесценции и обеспечивает возможность широкой энергетической перестройки длины волны генерации. Для выявления возможности использования этого люминофора в качестве активной среды мы исследовали его фотостабильность на длине волны, близкой к генерации третьей гармоники Nd:YAG лазера.

Порошок 2-(1,3-бензтиазол-2-ил)-бромфенола, предоставленный ООО Фирма «ОЛБО» (рис. 1а), был внедрен в матрицу из полиметилметакрилата. Образцы представляли собой цилиндры диаметром 10 мм и толщиной 2 мм (первый образец) и 0,7 мм (второй образец) и отличались концентрациями люминофора ($3 \cdot 10^{-4}$ М и $8 \cdot 10^{-4}$ М, соответственно) (рис. 1б, вставка).

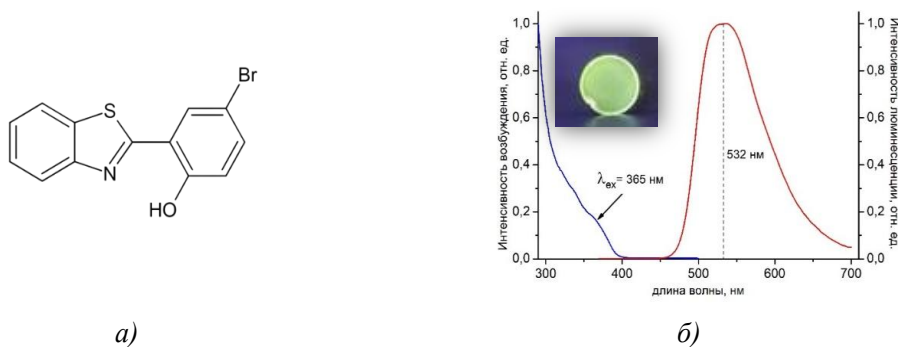


Рис. 1. 2-(1,3-бензтиазол-2-ил)-бромфенол. а) структурная формула. б) спектры возбуждения и люминесценции. Вставка: люминофор при облучении УФ-светом

Спектр возбуждения (рис. 1б) находится в УФ-области, где собственная полоса поглощения перекрывается с поглощением матрицы. Спектр люминесценции представляет собой полосу шириной около 100 нм и имеет максимум на длине волны 532 нм. Стоксов сдвиг составляет около 14600 см^{-1} . Анализ полученных спектральных характеристик говорит о возможности эффективной накачки лазерной среды третьей гармоникой Nd:YAG лазера (355 нм) и перестройки частоты в пределах всего контура испускания люминофора.

Экспериментальная установка для исследования фотостабильности образца представлена на рис. 2. В качестве источника излучения использовался диод с длиной вол-

ны 365 нм, близкой к характеристике потенциального накачивающего лазера, который осуществлял экспозицию круглого отверстия диаметром 1 см. Его мощность составляла 61,1 мВт. После размещения образцов и установки светофильтра УФС-1, ограничивающего люминесцентное излучение, в течение двух часов детектором 1 регистрировалась мощность проходящего излучения. Детектор 2 контролировал мощность падающего излучения, значение которой на протяжении всего эксперимента оставалось постоянным. Для оценки влияния нагрева образца в процессе облучения использовалось два режима: для первого образца облучение было непрерывным, для второго было предусмотрено прерывание облучения каждую минуту на 10 сек.

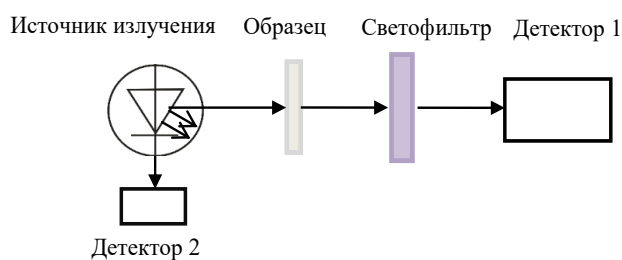


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Результат анализа кинетики оптической плотности образцов показал, что для первого образца экспоненциальный спад оптической плотности (с эффективной константой скорости $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) происходил в первые 25 минут и составил около 7% от начального значения. Для второго образца оптическая плотность оставалась неизменной в течение 60 минут после начала эксперимента, после чего наблюдалось экспоненциальное уменьшение с параметрами, близкими к эксперименту для первого образца. По всей видимости, механизм химической реакции имеет температурный порог, который для первого образца преодолевается сразу, а для второго имеет накопительный характер.

При этом амплитуда люминесценции после облучения образцов уменьшилась на 36,8% (первый образец) и 54,4% (второй образец). Такое уменьшение не может быть объяснено только в терминах фотообесцвечивания люминофоров. Дополнительным эффективным механизмом может быть существенное изменение свойств матрицы и изменение характера межмолекулярного взаимодействия с люминофором.

Полученные данные свидетельствуют о необходимости выбора режима облучения образца, не приводящего к его существенному нагреву. Анализ механизмов фотодеградации будет продолжен.

Список литературы

1. Б.М. Болотин. Органические люминофоры с аномально большим сдвигом Стокса // Химическая промышленность сегодня, №1, с. 18–24, 2014.
2. Дж. Лакович. Основы флуоресцентной спектроскопии. М.: Мир, 496 с., 1986.
3. E. V. Parfenova, N. V. Slyusarenko, et.al. Photophysical properties of phosphors based on 3-(1,3-benzothiazol-2-yl)-4-hydroxybenzenesulfonic acid // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, vol. 88 (6), pp. 940–945, 2024.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА В ВИДИМОМ ДИАПАЗОНЕ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ НА ОТРАЖЕНИЕ НА ОСНОВЕ МАССИВА ПИКСЕЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОДОВ

С.В. Мутилин*, В.А. Селезнев, Г.Ю. Сидоров, Ю.С. Макаров, А.Е. Гайдук, И.А. Азаров, Е.К. Багочюс, А.В. Принц, В.С. Тумашев, А.И. Иванов, А.Г. Милёхин

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13*

*E-mail: mutilin@isp.nsc.ru

Разработаны и сформированы жидкокристаллические ячейки на основе массива пиксельных электродов на кремнии, перспективные для пространственной фазовой модуляции отраженного света в видимом диапазоне за счет электрооптического эффекта. Количество пикселей в тестовом массиве составляло 480×480 . Шаг следования пикселей 12 мкм. Проведены предварительные исследования свойств жидкокристаллических ячеек на основе массива пиксельных электродов, таких как величина изменения и стабильность фазы световой волны. Показано, что дискретность изменения фазы волны от 0 до 2π составляет 8 бит (256 градаций). Полученные результаты перспективны для создания пространственного фазового модулятора света на отражение.

В настоящее время одной из актуальных фундаментальных и прикладных задач является управление электромагнитным излучением. Управление световым пучком может предоставить новые функциональные возможности в области оптических манипуляций, оптической связи и задач оптических высокопроизводительных вычислений. Для пространственного структурирования светового фронта в настоящее время широко применяются матричные модуляторы света. Среди наиболее распространенных модуляторов света выделяются устройства типа «жидкий кристалл на кремнии», которые представляют собой сэндвич-структуру, состоящую из верхнего тонкого стекла с нанесенным на него прозрачным слоем оксида индия-олова (ITO), слоя жидких кристаллов (ЖК) и кремниевой интегральной схемы, имеющей массив индивидуально адресуемых отражающих электродов (пикселей) [1]. Молекулы ЖК реагируют на напряжение, приложенное к соответствующим электродам, в результате чего фаза входного оптического пучка может локально изменяться.

В работе разработана топология кристалла с тестовыми структурами в виде массива пиксельных электродов (МПЭ) по технологии 0,35 мкм. Количество пикселей в МПЭ равно 480×480 . Шаг следования пикселей 12 мкм. Полезный коэффициент заполнения матрицы составил 91,75 %. На основе кристаллов с МПЭ собраны ЖК-ячейки с нематической смесью E7 [2]. Методами эллисометрии и поляризационно-оптической микроскопии определены оптические характеристики ЖК-ячеек на основе МПЭ. Продемонстрирована работа ЖК ячейки в виде МПЭ в режиме включения одиночных пикселей. Показано, что для всех ЖК-ячеек толщиной около 5 мкм диапазон изменения фазы на длине волны 633 нм превышает 2π , а дискретность изменения фазы волны составляет 8 бит (256 градаций).

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023-2025».

Список литературы

1. Lazarev G., Chen P.-J., Strauss J., Fontaine N., Forbes A. Beyond the display: phase-only liquid crystal on Silicon devices and their applications in photonics [Invited] // Optics Express. - 2019. - Vol. 27. - No. 11. - P. 16206.
2. Wu S.-T., Efron U., Hess L.D. Birefringence measurements of liquid crystals // Appl. Opt. - 1984. - Vol. 23, № 21. - P. 3911.

DFT-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДОВ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СВОЙСТВ ОБЪЁМНОГО И МОНОСЛОЙНОГО $g\text{-C}_3\text{N}_4$ И ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MoS}_2$.

А. С. Орешонков^{1,2*}, Е.В. Суханова¹, З. И. Попов¹

¹Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН
119334, Российская Федерация, Москва, ул. Косыгина, д. 4

²Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
– обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38

*E-mail: oreshonkov@iph.krasn.ru

В докладе обсуждаются результаты моделирования электронной структуры и колебательных спектров объёмного $g\text{-C}_3\text{N}_4$, динамически стабильного монослоя $g\text{-C}_3\text{N}_4$ и динамически стабильной гетероструктуры $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MoS}_2$. Показано, при переходе от объёмной структуры к слою, $g\text{-C}_3\text{N}_4$ испытывает переход из непрямозонного в прямозонный полупроводник. Определены области в спектрах КРС, которые могут являться характеристическими при понижении размерности в $g\text{-C}_3\text{N}_4$ и при синтезе гетероструктуры $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MoS}_2$.

Успешное предсказание динамически стабильной структуры $g\text{-C}_3\text{N}_4$ [1] показало, что в отличие от модельных слоистых структур, которые ассоциируются с данным материалом, плоскость стабильной конфигурации $g\text{-C}_3\text{N}_4$ является искаженной. Это вызывает интерес к изучению контроля структуры и ее свойств как в форме объёмного материала, так и в низкоразмерных формах монослоёв и гетероструктур.

В работе были выполнены расчеты электронных и динамических свойств, а также спектров комбинационного рассеяния света (рис. 1) объёмной и монослойных структур $g\text{-C}_3\text{N}_4$ и гетероструктуры $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MoS}_2$. Показано, что объёмный $g\text{-C}_3\text{N}_4$ является непрямозонным полупроводником, который демонстрирует переход от непрямой к прямой запрещенной зоне при уменьшении размерности. Анализ парциальной плотности электронных состояний показывает, что перенос заряда в рассматриваемой гетероструктуре происходит от ионов азота в $g\text{-C}_3\text{N}_4$ к слою MoS_2 . Как можно увидеть из рис. 1, наиболее существенные изменения происходящие в спектрах КРС, при переходе к монослою и гетероструктуре $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MoS}_2$ можно наблюдать в области ниже 300 cm^{-1} и между 700 и 800 cm^{-1} .

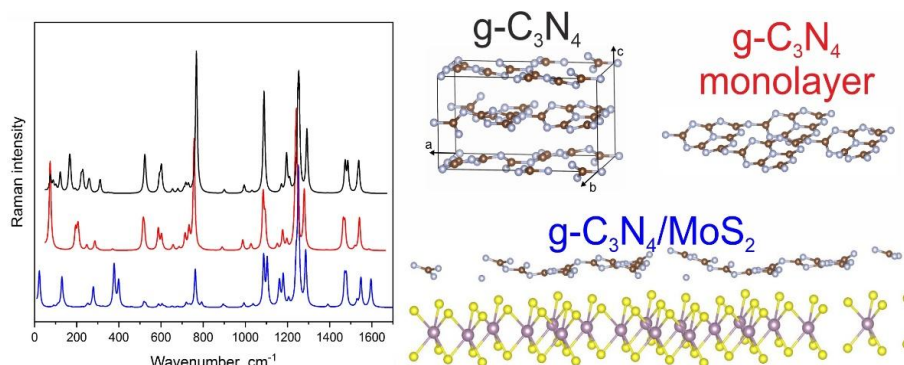


Рис. 1. Результат DFT моделирования спектров КРС для объёмной структуры и монослоя $g\text{-C}_3\text{N}_4$ и гетероструктуры $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MoS}_2$.

Исследование выполнено в рамках поддержанного проекта РФФ №23-23-00490.

Список литературы

1. J. Wang, D. Hao, J. Ye, N. Umezawa. Determination of crystal structure of graphitic carbon nitride: Ab Initio evolutionary search and experimental validation // Chemistry of Materials, vol. 29 (7), pp. 2694–2707, 2017.

МЕТАЛЛ-УСИЛЕННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ОРГАНИЧЕСКОГО ЛЮМИНОФОРА С ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНЫМ ПЕРЕНОСОМ ПРОТОНА В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ

Е. В. Парфенова^{1*}, Р. Раджарамакришна², А. Ю. Павликов¹, Н. В. Слюсаренко¹,
Е. А. Слюсарева¹

¹Сибирский федеральный университет
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79

²Университет ИТМО
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург

*E-mail: katrinfly@bk.ru

Получена металл-усиленная флуоресценция в водном растворе органического люминофора, реализующего механизм переноса протона возбужденном состоянии. Показано, что в присутствии наночастиц золота происходит значительное увеличение интенсивности и квантового выхода флуоресценции.

Явление внутримолекулярного переноса протона в возбужденном состоянии (ВППВС) приводит к возникновению таутомерного состояния, спектр флуоресценции которого имеет специфичный красный сдвиг [1]. ВППВС очень чувствителен к изменению параметров окружения (рН, вязкость и т.д.), что позволяет использовать вещества, в которых он реализуется, для сенсорных приложений [2]. По включению процесса ВППВС можно оценить, например, качественное или количественное содержание тех или иных веществ. Проблемой люминофоров с ВППВС является низкое значение интенсивности испускания в водных средах из-за активного тушения люминесценции и как следствие низкая чувствительность сенсоров на их основе. Решением может стать использование металлических наночастиц, способных усиливать электромагнитное поле вблизи своей поверхности благодаря локализованному плазмонному резонансу [3].

Целью работы было исследование влияния наночастиц золота (Au) на спектральные свойства динатриевой соли 3-(1,3-бензотиазол-2-ил)-4-({4-хлор-6-[(3-сульфофенил)амино]1,3,5-триазин-2-ил}амино)бензолсульфокислоты в водном растворе. Люминофор предоставлен ООО Фирма «ОЛБО». Наночастицы золота были синтезированы путем восстановления золота из золотохлористоводородной кислоты.

Изменения спектров поглощения и флуоресценции водных растворов люминофора при добавлении наночастиц золота представлены на рис. 1

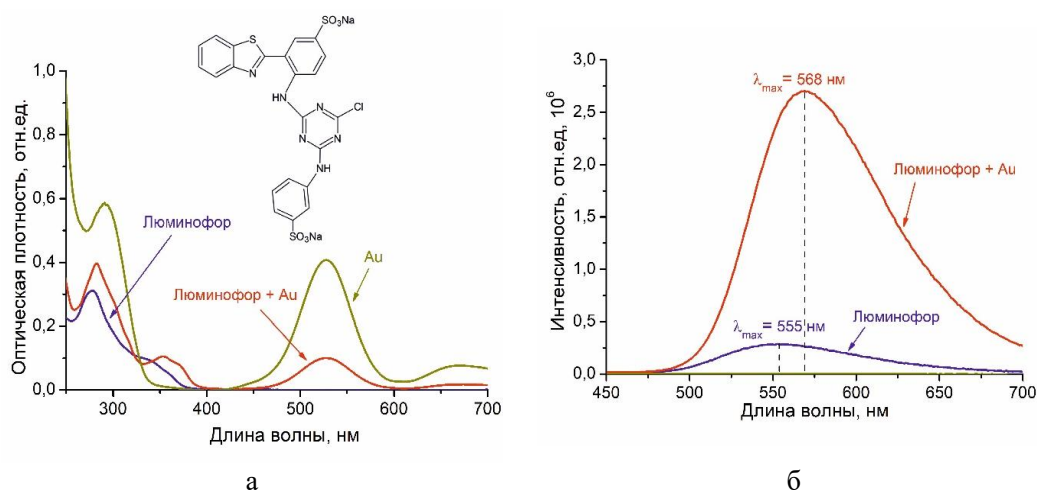


Рис. 1. Спектры (а) поглощения (вставка – структурная формула люминофора) и (б) флуоресценции

Происходит значительное (в 9,5 раз) увеличение амплитуды сигнала флуоресцен-

ции, а значение квантового выхода возрастает с 6% до 30%. Кроме того, спектр флуоресценции люминофора в присутствии золотых наночастиц претерпевает красный сдвиг на 13 нм. Такой сдвиг может являться результатом структурных изменений молекулы флуорофора.

Можно предположить два механизма взаимодействия золотых наночастиц с исследуемым люминофором: 1) наночастицы Au могут взаимодействовать с S, которая входит в состав сульфидной группы, или с N, входящим в состав NH-групп (рис 2); 2) остатки аскорбиновой кислоты, используемой в ходе восстановления золота из золотохлористоводородной кислоты, могут протонировать NH-группы, входящие в состав люминофора.

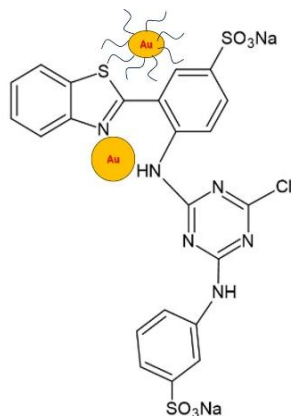


Рис.2. Схема взаимодействия золотых наночастиц с люминофором

Полученные результаты говорят об эффективном усилении флуоресценции люминофора в присутствии золотых наночастиц. Этот подход может в дальнейшем использоваться для повышения чувствительности сенсоров на основе внутримолекулярного переноса протона в возбужденном состоянии.

Список литературы

1. E. V. Parfenova, N. V. Slyusarenko, et.al. Photophysical properties of phosphors based on 3-(1,3-benzothiazol-2-yl)-4-hydroxybenzenesulfonic acid // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 88 (6), pp. 940–945, 2024.
2. A.C. Sedgwick, L. Wu, H. Han, S. et.al. Excited-state intramolecular proton-transfer (ESIPT) based fluorescence sensors and imaging agents // *Chem. Soc. Rev.*, vol. 47, pp. 8842, 2018.
3. J-F. Li, C-Y. Li and R.F. Aroca Plasmon-enhanced fluorescence spectroscopy // *Chem. Soc. Rev.*, vol. 46, pp. 3962, 2017.
4. Jiangjiang Zhang, Lei Mou and Xingyu Jiang. Surface chemistry of gold nanoparticles for health-related applications // *Chem. Sci.*, vol. 11, p. 923, 2020.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В НЕЛИНЕЙНОМ ФОТОГРАФИЧЕСКОМ МАТЕРИАЛЕ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ KCl-TiNO₃

Е.А. Протасова*, А.Л. Ракевич, Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130А*

*E-mail: eaprot@yandex.ru

В ходе работы была изучена люминесценция в нелинейном фотографическом материале на основе кристаллов KCl-TiNO₃, предварительно облученных фемтосекундным излучением.

Нелинейный фотографический материал с люминесцентной визуализацией изображения на основе KCl-TiNO₃ обладает хорошей термической устойчивостью рабочих центров окраски, которые формируют в нем скрытое изображение и обеспечивают его визуализацию, данные центры люминесцируют с высоким выходом в видимой области спектра, основная полоса свечения содержит два временных компонента наносекундной длительности [1].

Предварительно образцы KCl-TiNO₃ были облучены фемтосекундным лазерным излучением для создания в них люминесцирующих центров (рис. 1). Исследования полученных образцов проводились на установке MicroTime 200 при комнатной температуре, люминесценция возбуждалась лазером с длинами волн 375, 405, 470 и 532 нм, импульсами 70 пс при частоте повторений 10 МГц. Спектры люминесценции записывались с помощью спектрофлуориметра OceanOptics QE65000, входящего в состав микроскопа. Также были измерены спектры поглощения.



Рис. 1. Облученный образец, размер облученных областей 5x5 и 6x6 мм²

Были получены спектры люминесценции, нормированные по максимуму интенсивности люминесценции (рис. 2). При возбуждении 405 и 375 нм наблюдаются спектры аналогичные спектрам, полученным ранее на кристалле, предварительно облученном рентгеновским излучением. При возбуждении 277 нм обнаружена новая полоса люминесценции в районе 350 нм и более широкая полоса с максимумом на 560 нм.

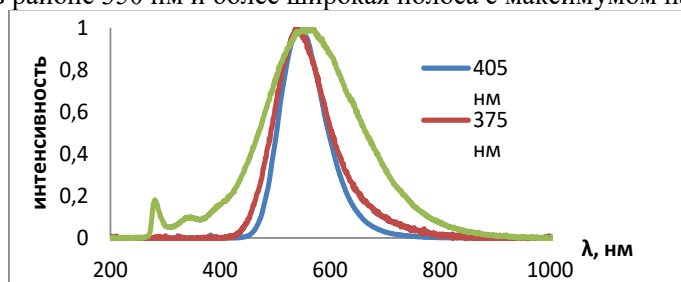


Рис. 1. Нормированные спектры люминесценции

Список литературы

1. E. A. Protasova, A. L. Rakevich, E. F. Martynovich Thermal Stability and Luminescence Quenching of Working Color Centers in Nonlinear Bulk Photographic Materials Based on KCl-TiNO₃ Compound //Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – Т. 86, №. 10, С. 1179-1182, – 2022.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЕРАМИКИ ER:LiNbO₃ НА ПОДЛОЖКЕ LiNbO₃

К. В. Пузановский^{1*}, Е. В. Строганова¹, В. В. Галуцкий¹, Н. В. Докучаев¹

¹Кубанский государственный университет
350040, Российская Федерация, Краснодар, ул. Ставропольская, д. 149
*E-mail: puzanovskiy.kv@yandex.ru

Предложен способ нанесения и выращивания нанокристаллических структур Er:LiNbO₃ на поверхность монокристаллических подложек LiNbO₃. Проведенные спектральные и кинетические исследования показали поляризационную зависимость.

Предложен способ нанесения и выращивания нанокристаллических структур Er:LiNbO₃ на поверхность монокристаллических подложек LiNbO₃ [1]. При нанесении использовались ориентированные подложки активированного Yb,Er:LiNbO₃ и неактивированные подложки LiNbO₃.

Установлено, что активированные редкоземельными элементами подложки Yb,Er:LiNbO₃ и Er:LiNbO₃ проявляют поляризационные отличия в спектрах поглощения и люминесценции [2,3]. На основе этого был предложен состав наносимого покрытия в виде ниобата лития, активированного редкоземельными ионами Er³⁺ и Yb³⁺. В случае сохранения поляризационно-зависимых свойств наносимого покрытия на подложку речь идет о формировании упорядоченных структур на ориентированной кристаллической подложке, а в случае деполяризующего фактора покрытия данные свойства также проявят себя в оптическом диапазоне. Для проверки этой гипотезы и установлении оптических свойств и их поляризационной зависимости проводились исследования при различных режимах формирования керамического слоя.

Для изучения спектрально-кинетических свойств нанесенных на кристаллическую подложку структур использовались поляризационные, температурные исследования спектров поглощения Yb³⁺ и Er³⁺ и спектрально-кинетические исследования люминесценции в 1,5 мкм диапазоне. Схема проведения экспериментов по получению температурных и поляризационных спектров поглощения и люминесценции включала в себя криостат, охлаждаемый до температуры кипения жидкого азота и поляризаторы, работающие в видимом и ИК диапазоне. В качестве приемника излучения использовался: лавинный фотодиод на основе InGaAs для диапазона от 0,9 до 1,7 мкм, фотоприемное устройство на основе ПЗС – линейки TCD 1304 AD Toshiba. В качестве опорного сигнала излучения использовались: лазерный диод с длиной волны генерации 980 нм; твердотельные лазеры: YLF:Nd, с длиной волны генерации 1,053 мкм, длительностью импульса 7 нс; YAG:Nd с длиной волны генерации основной гармоники 1,064 мкм, длительностью импульса 15 нс и вторая гармоника его излучения.

Спектральные поляризационные исследования керамики проводились в температурном диапазоне 77-300 К. Общий вид спектров свидетельствует об увеличении интенсивности полос, ассоциированных с высокоэнергетическими переходами с нижнего уровня мультиплета ²F_{7/2} на подуровни ²F_{5/2} при снижении температуры до 77 К и снижении интенсивности полос, связанных с переходами с верхних подуровней ²F_{7/2} из-за их слабой заселенности. Ширина полос поглощения в спектрах становится меньше и зависит от вида образца (подложка без напыления или подложка с напылением).

Для температурных измерений применялся криостат, поляризационные измерения обеспечивались соотношением поляризации излучения лазерного диода с направлением оси С подложки. В данном случае наличие ориентированности нанесенного керамического слоя Er:LiNbO₃ на поверхность подложки Yb,Er:LiNbO₃ сопровождается в спектрах люминесценции трансформацией параметров канала релаксации. А именно, резким изменением критерия обмена в донорно-акцепторных парах Yb-Er при сопоставлении поверхностной люминесценции (спектров кинетик люминесценции) с объем-

ной люминесценцией, измеряемой в проходящих лучах при регистрации спектров кинетик люминесценции. Данное видоизменение представлено на рис. 1, где виден участок разгорания, вызванный процессами энергообмена между донорами и акцепторами. Спектр кинетик излучения в диапазоне 1,5 мкм имеет также поляризационную зависимость, аналогичную представленной для спектров поглощения.

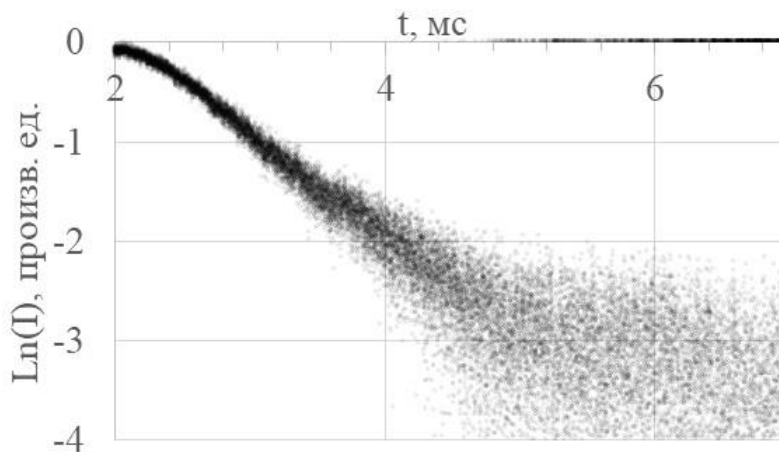


Рис. 1. Кинетика затухания люминесценции Er:LiNbO₃ керамики на длине волны 1550 нм после возбуждения второй гармоникой YAG:Nd лазера
Исследование поддержано FZEN-2023-0006.

Список литературы

1. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021681995 «Дисперсионный анализ частиц по фотоизображению» Российская Федерация.: заявлено 20.12.2021 : опубликовано 28.12.2021 / Даньшин Д.А., Долгушин А.М., Бакуменко К.В., Пузановский К.В.
2. V.V. Galutskiy, K.V. Puzanovskiy, E.V. Stroganova, Polarization and temperature studies of the spectral luminescent properties of Er:LiNbO₃ ceramics on Yb substrate, Er:LiNbO₃ // Optics Communications, vol. 501, P. 127386, 2021.
3. К. В. Пузановский, В. Е. Шелковой, Е. В. Строганова, Подготовка образцов керамики LiNbO₃ с органическими включениями с помощью терагерцового излучения // X Международная конференция по фотонике и информационной оптике . Москва : НИЯУ МИФИ, с. 343-344, 2022.

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ Mn^{4+} В ГИДРОКСИФТОРИДАХ $CoAF_6 \cdot 6H_2O$ (A=Si,Ge,Ti)

Ю. В. Пястолова¹, А. С. Александровский¹, Н. М. Лапгаш², А. С. Крылов¹, А. А. Дубровский¹

¹Институт физики имени Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН 660036, Россия, Красноярск,
Академгородок, 50, строение № 38

²Институт химии ДВО РАН 690022, Россия, Владивосток, 100-летия Владивостока, д. 159

*E-mail: jul@iph.krasn.ru

Люминофоры на основе гидроксифторидов $CoAF_6 \cdot 6H_2O$ (A=Si,Ge,Ti), активированных ионами Mn^{4+} , демонстрируют красную люминесценцию в области 600 – 650 нм при возбуждении в полосы ${}^4A_2 - {}^4T_2$ (450 – 480 нм) и ${}^4A_2 - {}^4T_1$ (350 – 370 нм). Спектры люминесценции образованы электрон-фононными компонентами на переходе ${}^2E - {}^4A_2$ с участием колебаний октаэдра MnO_6 . Квантовый выход $CoSiF_6 \cdot 6H_2O: Mn^{4+}$ максимизируется при накачке на 357 нм и составляет 5% при концентрации марганца 5.5%.

Люминесцентные материалы продолжают оставаться объектом активного изучения специалистов в области фотоники. Источники света нового поколения базируются на светодиодах на нитриде галлия-индия, излучающих в синей области, где в настоящее время стоимость кванта минимальна. Для создания полноценного освещения необходимо преобразовывать это излучение в зелёную, жёлтую, оранжевую и красные области спектра, а для некоторых применений – и в ближнюю инфракрасную область спектра. На протяжении многих десятилетий в качестве таких преобразователей хорошо зарекомендовали себя так называемые люминофоры на основе ионов редкоземельных элементов, помещённых в соответствующие кристаллические решётки. Люминофор должен обладать высоким коэффициентом поглощения на длине волны первичного источника излучения и высокой квантовой эффективностью люминесценции на требуемой длине волны эмиссии. Предложено огромное количество различных люминофоров, лучшие из которых используются в практике, однако они не идеальны. Специальным случаем является проблема создания красных люминофоров. Использование редкоземельных ионов позволяет решить проблему белого освещения, приемлемого с точки зрения человеческого зрительного восприятия, однако при этом длины волн в спектре ограничены с точки зрения медицины и агротехники. Красное излучение весьма важно для человеческого организма, который использует его для возбуждения органических люминофоров, циркулирующих в крови и участвующих в поддержании функционирования большинства органов. Это излучение также поглощается хлорофиллом и участвует в фотосинтезе.

Альтернативой люминофорам на основе редкоземельных ионов являются люминофоры на ионах четырёхвалентного марганца, излучающие в красной области спектра. Положением полос возбуждения этого иона можно управлять путем изменения кристаллической основы. Однако в оксидах люминесценция этого иона испытывает сильное концентрационное тушение, что обрекает данные люминофоры на низкую внешнюю эффективность. Более слабое тушение имеет место во фторидах, что позволяет использовать более высокие концентрации марганца.

Однако, к определённому удивлению исследователей, ещё более высокие оптимальные концентрации были обнаружены в гидроксифторидах с общей формулой $Me(II)A(IV)F_6 \cdot 6H_2O: Mn^{4+}$, где Me(II) есть двухвалентный ион, например, Zn, Cd и т.д, а A(IV) есть четырёхвалентный ион, например, Si, Ge, Ti, Sn и т.д. В частности, в $ZnTiF_6 \cdot 6H_2O: Mn^{4+}$ оптимальная концентрация марганца составила 11% от концентрации титана.

В нашей работе исследованы кристаллы $CoSiF_6 \cdot 6H_2O: Mn^{4+}$, $CoGeF_6 \cdot 6H_2O: Mn^{4+}$ и $CoTiF_6 \cdot 6H_2O: Mn^{4+}$. Как мы видим на спектрах возбуждения, наилучшее согласие полосы поглощения с экономически наиболее выгодной полосой генерации светодиодов

имеет место в случае $\text{CoSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$, но и в случае $\text{CoGeF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ возбуждение является достаточно эффективным. Спектр излучения люминофоров лежит в красной области спектра, а квантовая эффективность люминесценции в случае $\text{CoSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ максимизируется при возбуждении на 357 нм и составляет 5% при достаточно высокой концентрации марганца 5.5%.

На рисунке 1 приведены спектры люминесценции (в правой части графика) и спектры возбуждения люминесценции (в левой части графика) для кристаллов $\text{CoGeF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$, $\text{CoSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ и $\text{CoTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$. Спектры люминесценции кристаллов $\text{CoGeF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ и $\text{CoSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ практически идентичны, и форма обоих спектров объясняется вкладом стоксовых и антистоксовых компонент электрон-фононного перехода из состояния ${}^2\text{E}$ иона Mn^{4+} . Частоты колебаний октаэдра MnO_6 , определяющие структуру спектра люминесценции, в обоих решётках почти одинаковы. Спектры возбуждения люминесценции в обоих кристаллах также имеют сходную структуру и состоят из двух полос, соответствующих переходам четырёхвалентного иона марганца ${}^4\text{A}_{2g} - {}^4\text{T}_{2g}$ и ${}^4\text{A}_{2g} - {}^4\text{T}_{1g}$. Форма и положение полос возбуждения в гидратированном фториде кобальта-германия и гидратированном фториде кобальта-кремния довольно похожи друг на друга. Однако в решётке $\text{CoSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$, где ионы марганца замещают ионы кремния, наблюдается сдвиг полос возбуждения в коротковолновую сторону по сравнению с решёткой $\text{CoGeF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$, сопровождающийся сильным изменением соотношения полос в сторону эквализации их амплитуд. Таким образом, в кристалле $\text{CoSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ сила кристаллического поля либо соотношение параметра кристаллического поля к параметру Рака В несколько больше, чем в $\text{CoGeF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$. У кристалла $\text{CoTiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ имеется некая люминесценция, которую можно приписать иону марганца, однако её форма радикально отлична от формы спектра люминесценции трёх других кристаллов, в то время как спектр её возбуждения вообще не содержит полос, характерных для четырёхвалентного марганца.

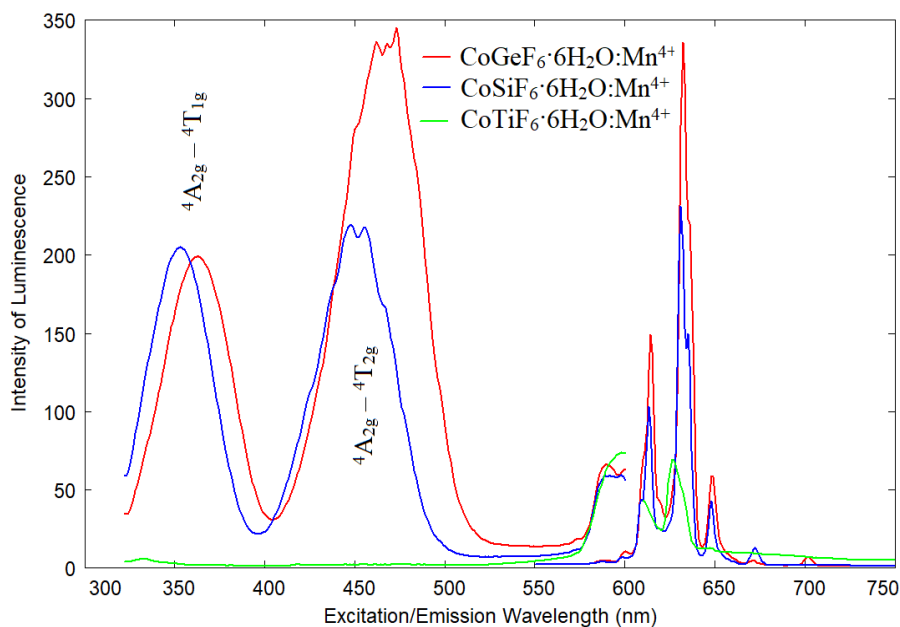


Рисунок 1. Спектры люминесценции (справа) и спектры возбуждения люминесценции (слева) кристаллов $\text{CoAF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}:\text{Mn}^{4+}$ (A = Si, Ge, Ti), измеренные в 90-градусной геометрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках исследовательского проекта № 23-22-10037.

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ ЭФФЕКТЫ И ЭЛЕКТРОННОЕ ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ В НОВЫХ МАТЕРИАЛАХ С ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫМ ДОПИРОВАНИЕМ

О. Б. Романова¹, Л. В. Удод¹

¹Институт физики имени Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН 660036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38

*E-mail: rob@iph.krasn.ru

Исследуется влияние электронного и дырочного допирования с малой концентрацией замещения ($x = 0.01$) на магнитную и электронную подсистему в неупорядоченных полупроводниках $Me_xMn_{1-x}S$ ($Me = Ag$ и Tm) в широком диапазоне температур (77–1000 К) и магнитных полей до 12 кЭ. Из магнитных измерений установлены области образования ферронов (поляронов) в окрестности магнитного фазового перехода. Обнаружены магнитоимпеданс и магнитосопротивление, величина и знак которых зависят от электрического поля, температуры и типа замещающего элемента. Найден температурный максимум термоэдс, вызванный деформацией кристаллической структуры. Установлены фононный и магнитный вклады в релаксацию носителей тока методом импедансной спектроскопии и ян-теллеровская мода колебаний из ИК-спектров для системы с серебром. Найден диффузионный вклад в проводимость из годографа импеданса в полупроводниках $Tm_xMn_{1-x}S$.

В последнее время особое внимание уделяется исследованию халькогенидных систем в связи с обнаружением в них эффекта гигантского магнитосопротивления. В результате допирования халькогенидных систем редкоземельными элементами возникает орбитально-неупорядоченное состояние с орбитальными поляронами, которое приводит к возникновению магнитотранспортных эффектов в отсутствие статических деформаций решетки. В соединении $Tm_xMn_{1-x}S$ с концентрацией замещения $x \leq 0.15$ найдены температуры пиннингования решеточных поляронов, сопровождающиеся деформацией решетки, конденсацией ИК-мод и термоэлектронной эмиссией.

Изучение фазового состава и кристаллической структуры синтезированных образцов $Me_xMn_{1-x}S$ ($Me = Ag$ и Tm) проведено при комнатной температуре на рентгеновской установке ДРОН-3 с использованием $K\alpha$ -излучения. Согласно данным рентгеноструктурного анализа синтезированные образцы являются однофазными и имеют кубическую решетку типа NaCl, характерную для исходного MnS в α -модификации. Исследования магнитных свойств проведены на вибрационном магнитометре в интервале температур 77–300 К в магнитных полях до 10 кЭ на образцах, охлажденных в нулевом магнитном поле (ZFC) и при наличии магнитного поля (FC), а также методом Фарадея в интервале температур 80–1000 К в магнитном поле 8.6 кЭ. Электрофизические измерения проведены на анализаторе компонентов АМ-3028 в частотном интервале $\omega = 100$ –106 Гц при температурах 77–500 К, амплитуда переменного напряжения составляла 5 мВ. Удельное электросопротивление и термоэдс измерены в интервале температур 77–500 К в магнитных полях до 12 кЭ четырехконтактным методом на постоянном токе. Коэффициент термоэдс рассчитывался по формуле $\alpha = U/\Delta T$ (где U — разность потенциалов между «горячими» и «холодными» концами образца). ИК-спектры $Me_xMn_{1-x}S$ ($Me = Ag$ и Tm) записаны на фурье-спектрометре ФСМ2202 ИК-диапазона. Измерения проводились в оптическом криостате в интервале температур 77–500 К на прессованных таблетках диаметром 10–20 мм [1].

Максимум на температурной зависимости намагниченности ($\sigma(T)$) и минимум на температурной зависимости магнитной восприимчивости связаны с антиферромагнитным переходом при $T_N = 163$ К для $Ag_xMn_{1-x}S$ и $T_N = 172$ К для $Tm_xMn_{1-x}S$. Катионное замещение марганца серебром или тунием увеличивает температуру магнитного фазового перехода относительно $T_N = 150$ К для MnS. Парамагнитная температура Кюри по абсолютной величине имеет отрицательное значение $\Theta = -356$ К для $Ag_xMn_{1-x}S$ и $\Theta = -418$ К для $Tm_xMn_{1-x}S$ по сравнению с $\Theta = -450$ К для MnS. Уменьшение ее значения свидетельствует о смене типа обменного взаимодействия между ближайшими соседями с антиферромагнитного на ферромагнитный. Ниже температуры Нееля в об-

разце $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ обнаружены гистерезис намагниченности и влияние предыстории образца, охлажденного в нулевом поле (ZFC) и в магнитном поле 12 кЭ (FC), на магнитные характеристики. Вблизи температуры магнитного перехода, где $\Delta\sigma$ имеет аномальное поведение, описывается в модели суперпарамагнитных кластеров со случайным распределением полей анизотропии. Такое поведение намагниченности в низкотемпературной области вызвано образованием неоднородных магнитных состояний—ферронов.

На температурной зависимости удельного сопротивления обнаружены аномалии для $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ в парамагнитной области (250–270 К), а для $\text{Tm}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ вблизи магнитного фазового перехода (135–150 К). Энергия активации для $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ с понижением температуры незначительно увеличивается от 0.13 до 0.14 эВ, а для $\text{Tm}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ изменение составляет от 0.15 до 0.11 эВ. Изменение энергии активации с температурой связано со сдвигом химического потенциала от донорного уровня к акцепторному в результате изменения спектральной плотности состояний валентной зоны и зоны проводимости за счет ЯТ-искажения.

Максимальное изменение импеданса в магнитном поле в $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$, наблюдается на частоте 104 Гц при температурах $T = 120$ К ($\Delta Z > 0$) и при $T = 200$ К импеданс уменьшается в магнитном поле. В $\text{Tm}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ магнитоимпеданс в низкочастотной области имеет два минимума при $T = 200$ К и $T = 360$ К. Область отрицательного значения магнитоимпеданса при температуре 200 К для двух систем коррелирует с температурой, при которой наблюдается минимум магнитосопротивления.

На температурных зависимостях термоэдс $\alpha(T)$ обнаружены небольшие максимумы. Для $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ максимум при $T = 160$ К коррелирует с температурой Нееля, а в окрестности $T = 140$ К наблюдается образование поляронов (ферронов). С ростом температуры $T \geq 200$ К обнаружены осцилляции, возникающие за счет эффекта Яна – Теллера. Температуры максимумов $\alpha(T)$ в $\text{Tm}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ коррелируют с температурами структурных переходов для моносульфида марганца.

В $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ максимум поглощения ИК спектров в интервале частот 1240 см^{-1} – 1340 см^{-1} расщепляется на две линии. Интенсивность имеет широкий максимум в области $T = 200$ К.

В результате электрон-дырочного допирования в окрестности магнитного фазового перехода установлено образование магнитно-неоднородных состояний ферронов (поляронов), существование которых подтверждается данными магнитных измерений. Относительное изменение намагниченности, полученной в результате охлаждения образца в нулевом поле и в сильном магнитном поле, для $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$ описывается в модели суперпарамагнитных кластеров со случайным распределением полей анизотропии. Существование решеточных поляронов подтверждается максимумами на температурной зависимости коэффициента термоэдс в области структурных деформаций. Из спектров импеданса установлен диффузионный вклад в проводимость для $\text{Tm}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$. В модели Дебая найдено время релаксации носителей тока для $\text{Ag}_{0.01}\text{Mn}_{0.99}\text{S}$. В магнитоупорядоченной области замещение марганца серебром приводит к увеличению импеданса в магнитном поле. В парамагнитной области импеданс уменьшается в магнитном поле для двух соединений. Вырождение при дырочном допировании снимается по ян-теллеровскому каналу. В магнитоупорядоченной области обнаружено смена знака магнитосопротивления как по температуре, так и по напряжению при замещении марганца серебром, а при замещении тулием только по температуре. Найдено отрицательное магнитосопротивление в широкой области температур, которое объясняется в модели рассеяния носителей тока на электрически поляризованных областях.

Работа выполнена при поддержке государственного задания ИФ им. Киренского.

Список литературы

1. О.Б. Романова и др. ЖЭТФ, 2021, том 159, вып. 5, стр. 938–951.

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ГИБРИДНОГО ПЕРОВСКИТА $[\text{NH}_3-(\text{CH}_2)_6-\text{NH}_3]\text{PbCl}_4$ (HMDAPbCl₄) МЕТОДОМ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

А. Е. Шметко^{1*}, К. М. Буланин¹, А. А. Рудакова¹, Д.С. Штарев², М.И. Баланов²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, кафедра фотоники, лаборатория кристаллофотоники, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., д.1
st095788@student.spbu.ru*

² Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

² Университет МГУ-ППИ в Шэньдэжэне, факультет наук о материалах, Шэньдэжэнь, КНР
shzarev@mail.ru, balanov.mi@dyfu.ru

Институт наукоемких технологий и передовых материалов,
Дальневосточный федеральный университет,
690022, Российская Федерация, остров Русский, Владивосток, п.Аякс, 10

Гибридные перовскитоподобные материалы обладают большим разнообразием физико-химических свойств, поэтому стоит вопрос о поиске более эффективных структур для практического применения.

Был недавно синтезирован новый класс оптических материалов, таких как перовскиты HMDAPbX₄ (X=Br/I/Cl), как материалов пригодных для фотоэлектрических применений, таких как создание на их основе солнечных батарей, светодиодов и лазеров. Среди достоинств данных материалов следует отметить относительную простоту их синтеза. Детальное понимание процессов, происходящих при структурных фазовых переходах, а также динамики органических катионов в гибридных перовскитах галогенидах свинца необходимо для дальнейшего совершенствования фотоэлектрических свойств этих материалов.

Наличие фазовых переходов в гибридном перовските HMDAPbCl₄ было обнаружено методом дифференциальной сканирующей калориметрии. Хорошо известно, что метод ИК-спектроскопии поглощения позволяет изучать взаимодействие между органическими и неорганическими подсистемами перовскитных кристаллических решеток, что было ранее продемонстрировано при комнатной температуре для PDAPbX₄ (1,5-pentanediamine, X=Cl, Br, I) [1].

Также оказалось возможным наблюдать процессы перехода перовскита между различными кристаллографическими фазами в ИК-спектрах в диапазоне температур 77-300К.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Мегагрант № 075-15-2022-1112)

Список литературы

1. J. Mater. Chem. C, 2024, 12, 262, DOI: 10.1039/d3tc02767h

БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ГИБКОМ МЕТАЛЛ-ОРГАНИЧЕСКОМ КАРКАСЕ DUT-8 (Zn)

Н. В. Слюсаренко^{1*}, А.С. Крылов², М.В. Тимофеева³, С.А. Шипиловских³,
Е. А. Слюсарева¹

¹Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, Красноярск, пр. Свободный, д. 79

*E-mail: sci_box@mail.ru

²Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50/38

³Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр. д. 49 лит А

Предложен подход к исследованию пористой структуры металлоорганических каркасов (МОК) с использованием специально подобранных люминесцентных гостевых молекул в качестве акцепторов энергии электронного возбуждения. Если молекулы адсорбируются в порах МОК, происходит достижение необходимого расстояния, сравнимого с радиусом Фёрстера, для наблюдения механизма переноса. В этом случае тушение люминесценции линкера может служить аналитическим сигналом, указывающим на открытую фазу МОК. Подход был продемонстрирован экспериментально на примере DUT-8 (Zn) и кумарина 1 в качестве гостевой молекулы методами флуоресцентной спектроскопии разрешенной во времени.

Металлоорганические каркасы (МОК) – это гибридные материалы с упорядоченной структурой, состоящей из ионов/кластеров металлов, связанных органическими лигандами ("линкерами"). МОК широко применяются в качестве адсорбентов, благодаря своей пористости, а также могут быть использованы в качестве катализаторов и т. д. [1]. Для некоторых МОК характерно уникальное свойство контролируемого изменения размера пор (фазы) под действием внешних факторов: температуры, давления, присутствия гостевых молекул [2].

В работе использован гибкий металл-органический каркас DUT-8 (Zn), фотолюминесценция (ФЛ) которого обусловлена наличием в структуре нафталин-2,6-дикарбоновой кислоты в качестве органического линкера и краситель кумарин 1 с подходящими спектральными характеристиками и размером (рисунок 1). Численные расчеты эффективности безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения (БПЭЭВ) выполнены с применением теории Фёрстера [3] и численного метода Монте-Карло [4], для случая системы со сложной пространственной геометрией. Для экспериментального исследования переноса энергии применялись методы абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии, в том числе разрешенной во времени.

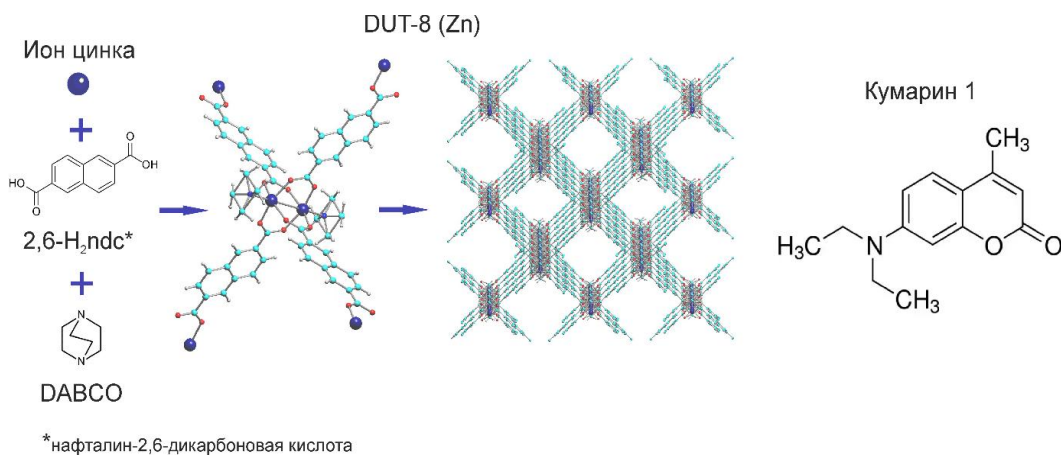


Рис. 1. Структура металл-органического каркаса DUT-8 (Zn) и красителя.

Спектры поглощения, возбуждения и фотолюминесценции донорно-акцепторной пары показаны на рисунке 2 (а). Расчеты выявили критерии достижения эффективного БПЭЭВ в изучаемой системе - оценены интеграл перекрытия и радиус Фёрстера (расстояние между флуорофорами, на котором эффективность переноса энергии равна 50%), которые равны $1,7 \cdot 10^{-14} \text{ М}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и около 3 нм соответственно. Наличие БПЭЭВ в системе было подтверждено экспериментально на основании уменьшении времени жизни донора (линкера), эффективность переноса энергии достигала около 30 % (рисунок 2 (б)).

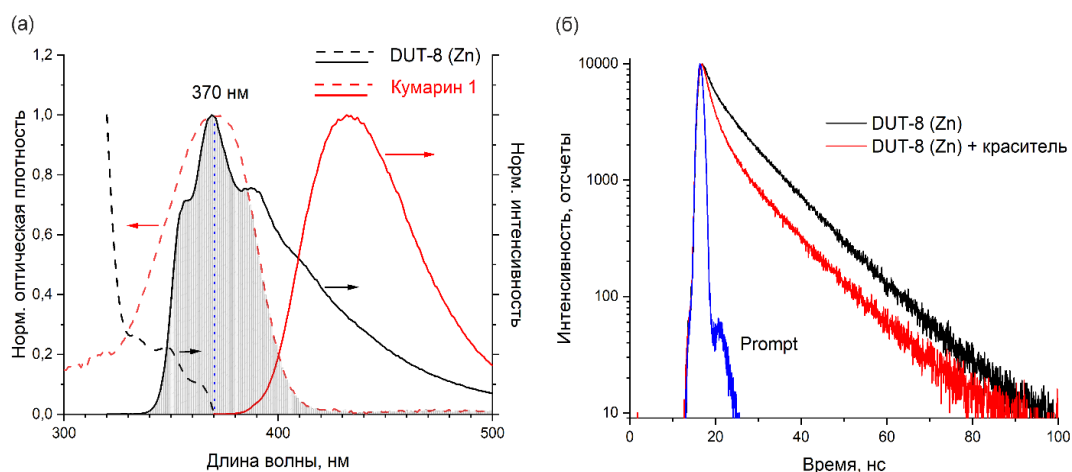


Рис. 2. (а) Спектры поглощения, возбуждения и фотолюминесценции DUT-8 (Zn) и красителя (кумарин 1). (б) Кривые затухания интенсивности ФЛ DUT-8 (Zn) в присутствии и отсутствии красителя.

Таким образом механизм безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения может быть использован для обнаружения аналитов или детектирования фазы, в который находится МОК.

Список литературы

1. M. Safaei, M. Foroughi, N. Ebrahimpoor, et al. A review on metal-organic frameworks: Synthesis and applications // *Trends Anal. Chem.*, vol. 118, pp. 401-425, 2019.
2. A. Krylov, I. Yushina, E. Slyusareva, et al. Structural phase transitions in flexible DUT-8(Ni) under high hydrostatic pressure // *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 24, pp. 3788-3798, 2022.
3. T. Förster. Transfer mechanisms of electronic excitation energy // *Radiat Res Suppl*, vol. 2, pp. 326-339, 1960.
4. E. Deplazes, D. Jayatilaka. B. Corry. ExiFRET: A flexible tool for understanding FRET in complex geometries // *J Biomed Optics*, vol. 17, № 011005, 2012.

ГЕНЕРАЦИЯ ХРОМЕНА В УСЛОВИЯХ ПЛАНАРНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО АКТИВНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ

Е. Н. Тельминов¹, Ш. Т. Бердыбаева^{1*}, Т. А. Солодова¹, М. Г. Федоткин¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36

*E-mail: sheirn@mail.ru

Представлены результаты исследования люминесцентных и генерационных характеристик активных фотовозбуждаемых планарных волноводов из полиметилметакрилата (ПММА), допированного хроменом 3. Зарегистрированы изменения положения максимумов и формы полосы флуоресценции и линий генерации для волноводов, полученных из разных растворителей, при фотовозбуждении второй гармоникой YAG - Nd³⁺ лазера (LQ 215).

За последние годы разработано большое количество активных твердотельных сред, излучающих свет в широком диапазоне электромагнитного спектра. Среди них известен 3-(диэтиламино)-7-оксо-7Н-бензо[4,5]имидазо[1,2-а]хромено[3,2-с]пиридин-6-карбонитрил (хромен 3). Этот краситель интересен тем, что возможно получить твердотельную лазерно-активную среду на основе ПММА, имеющую значительную эффективность (45 %). В настоящей работе приводятся результаты исследования генерации хромена 3 в матрице из ПММА в условиях планарного диэлектрического активного волновода при фотовозбуждении второй гармоникой YAG - Nd³⁺ лазера в сравнении со спектральными и генерационными характеристиками, полученными в растворах.

Планарные диэлектрические активные волноводы формировались из растворов различных растворителей: толуол, хлороформ, тетрагидрофуран и метилметакрилата, содержащих ПММА (100 мг в 1 мл раствора) и хромен 3 (10⁻³ М), на стеклянных подложках размером 2,5×2,5 см методом центрифугирования. Промежуточным согласующим слоем, который выравнивал поверхность подложки и увеличивал адгезию ПММА к стеклу, выступал гидрализованый тетраэтоксисилан (ТЭОС), предварительно нанесенный на стеклянную подложку. Толщина активного тонкопленочного волноводного слоя составила 1 мкм.

Таким образом, планарный диэлектрический активный волновод представлял собой трехслойную структуру, где верхний слой – лазерно-активная среда, в которой формировалось излучение генерации при фотовозбуждении. Регистрация сигнала осуществлялась с торца тонкопленочной структуры.

В качестве источника фотовозбуждения использовалось излучение второй гармоники (532 нм) YAG-Nd³⁺ лазера с длительностью импульса $\tau_p = 10$ нс. Для накачки использовалась поперечная схема возбуждения, при которой излучение фокусировалось системой линз на образец в полоску с размерами 1×0,05 см. Таким образом, размеры активного волновода составляли 10×0,5×0,001 мм.

Исследованы пороговые уровни накачки возникновения генерации и динамика сужения спектральных линий генерации изготовленных образцов планарных диэлектрических активных волноводов при возбуждении излучением второй YAG-Nd³⁺ лазера. Отмечены существенные различия в спектральных линиях генерации в зависимости от используемого растворителя, из раствора которого был изготовлен диэлектрический волновод. Изменение положения максимума и формы полосы флуоресценции и линии генерации, вероятно, объясняются изменением спектрально-люминесцентных свойств молекулы красителя при быстром удалении растворителя в процессе нанесения пленки на подложку.

Работа выполнена в рамках научного проекта Приоритет-2030, № НУ 2.0.7.22 МЛ.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КОМПОЗИТЕ $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ МЕТОДОМ ИК СПЕКТРОСКОПИИ

Л. В. Удод¹, О. Б. Романова¹

¹Институт физики имени Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН 660036, Россия, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38
*E-mail: luba@iph.krasn.ru

Методом твердофазной реакции синтезировано композитное соединение $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ с соотношением 91/9 %. Взаимное влияние двух различных кристаллических структур изучено с помощью ИК спектроскопии. ИК спектры поглощения исследовались в температурном диапазоне 80-500 К и интервале частот 350-7000 см^{-1} . Определены типы колебаний фононных мод. Установлено влияние матрицы $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ на фононные моды колебаний муллита $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ в виде сдвига частоты $\omega=634 \text{ см}^{-1}$, расщепления моды $\omega=574 \text{ см}^{-1}$ и исчезновения моды на частоте $\omega=812 \text{ см}^{-1}$. В областях фазовых переходов $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ и $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ найдено смягчение мод ИК спектров.

Исследования $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ методом ИК-спектроскопии (рис.1) выполнены на ИК Фурье спектрометре ФСМ 2202 со спектральным разрешением 1 см^{-1} в температурном диапазоне 80-500 К и интервале частот 350-7000 см^{-1} на поликристаллическом образце в виде таблеток диаметром 13 мм в матрице KBr.

Согласно рентгенографическим исследованиям, $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ имеет моноклинную *P1c1* структуру, $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ орторомбическую *Pbam* структуру.

В области частот 460-510 см^{-1} выделим четыре моды 472, 483, 492 и 502 см^{-1} [1]. Первая мода на частоте $\omega=472 \text{ см}^{-1}$ принадлежит растягивающим колебаниям связи Fe-O FeO_6 муллита и растягивающим колебаниям Bi - O' связи в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ на частоте 473 см^{-1} . Следующие три моды 483, 492 и 502 см^{-1} соответствуют растягивающим колебаниям Bi - O' связи в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$. Линии на частотах $\omega=483, 492 \text{ см}^{-1}$ относятся к Bi - O' растягивающим колебаниям. Линия на частоте 502 см^{-1} близка с растягивающими колебаниями Bi - O' связи в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.95}\text{Cr}_{0.05})_2\text{O}_7$ и $\text{Bi}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$. В области структурных фазовых переходов в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ при температурах T=160 и 400 К происходит смягчение частот на 8%. Смягчение этой линии в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ может быть вызвано искажением кислородного октаэдра в кристаллической решетке пиростанната висмута в результате допирования ионами железа.

Область частот 510-580 см^{-1} содержит две моды валентных колебаний, которые описываются двумя функциями Лоренца с максимумами при 519 и 527 см^{-1} . Линия на частоте $\omega=519 \text{ см}^{-1}$ близка по частоте к линии $\omega=513 \text{ см}^{-1}$ и относится к Bi-O растягивающим колебаниям. Вторая линия близка к линии с $\omega=532 \text{ см}^{-1}$ и соответствует O'-растягивающим колебаниям кислородной связи в пирохлорах, называемых O'-vacancy stretching (A1g). При температуре 260 К на частоте $\omega=527 \text{ см}^{-1}$ происходит упорядочение O'-vacancy stretching, которое приводит к изменению электронной плотности на Bi - O' связи.

В частотном диапазоне $\omega=560-590 \text{ см}^{-1}$ ИК спектра $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ имеется мода, состоящая из двух спектральных линий 565 и 574 см^{-1} , которые описываются функцией Лоренца. Эта мода ранее не наблюдалась в пиростаннате висмута. В $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ на частоте 570 см^{-1} наблюдаются валентные изгибные колебания связи Fe-O-Fe тетраэдров FeO_4 . Расщепление моды на две спектральные линии связано с взаимодействием двух различных кристаллических решеток в композите.

Самая интенсивная полоса поглощения в ИК спектре $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ в интервале частот 590-680 см^{-1} является суммой двух мод соединений, входящих в композит. Эта мода расщепляется на две линии, описываемые функцией Лоренца с максимумами 621 и 634 см^{-1} . Первая линия соответствует Sn-O растягивающим колебаниям кислородного SnO_6 -октаэдра. Вторая линия также соответствует Fe -O растягивающим колебаниям FeO_4 . В литературе она наблюдается на частоте $\omega=648 \text{ см}^{-1}$. Сдвиг частоты происходит за счет взаимодействия двух кристаллических структур. С увеличением

температуры наблюдается смягчение моды.

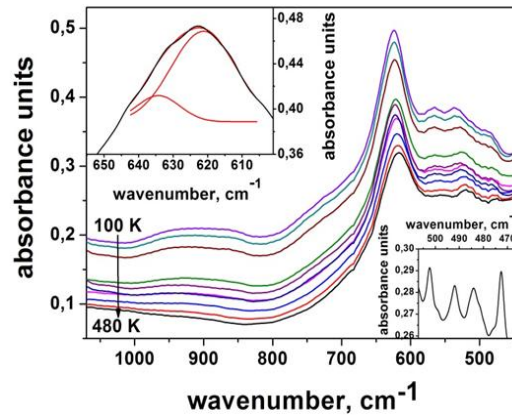


Рис. 1. ИК спектр $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$. На вставке слева показано расщепление моды в области частот $590\text{--}680\text{ cm}^{-1}$. На вставке справа показана мода в области частот $w=470\text{--}510\text{ cm}^{-1}$

При $T=200\text{ K}$ наблюдается смягчение моды $w=590\text{--}680\text{ cm}^{-1}$ на 2% (рис.2), что соответствует смещению кислородных октаэдров в направлении одной из кристаллографических осей. Интенсивность этой моды имеет четко выраженные аномалии в окрестности структурных переходов в пиростаннате висмута.

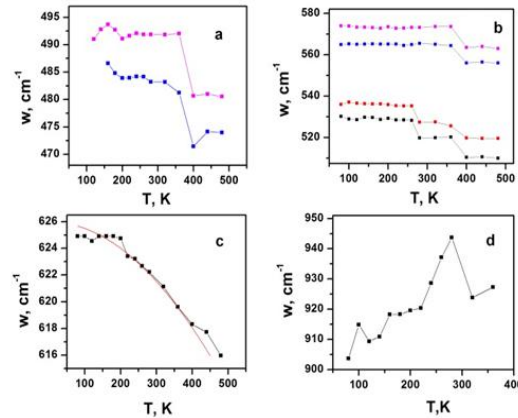


Рис. 2. Частотно-температурные зависимости $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$

Интенсивность моды в интервале частот $800\text{--}1000\text{ cm}^{-1}$ уменьшается в два раза при 270 K . В области структурного $\alpha \rightarrow \beta$ перехода $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ мода практически исчезает.

Замещение олова железом в пиростаннате висмута не меняет пространственную группу. С увеличением концентрации ионов Fe^{3+} в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_7$ наблюдаются изменения ИК спектров в виде уширения, изменения интенсивности и частот спектральных линий. Наиболее ярко проявляется снижение интенсивности на частотах $w=490\text{--}540\text{ cm}^{-1}$. Эта область частот характеризуется колебаниями связи $\text{Bi} - \text{O}'$ $F1g$ и $\text{O}'\text{-vacancy stretching}$ ($A1g$). Снижение интенсивности в четыре раза моды $w=490\text{--}540\text{ cm}^{-1}$ в ИК спектре $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_7$, $x=0.3$ по сравнению с $x=0; 0.1; 0.2$, говорит об уменьшении полярности связи $\text{Bi} - \text{O}'$ и эффекта неподеленной пары иона Bi^{3+} .

Работа выполнена при поддержке государственного задания ИФ им. Киренского.

Список литературы

1. Л. В. Удод, С. С. Аплеснин, О. Б. Романова и др. Смягчение решеточных мод в области структурных фазовых переходов в композите $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7/\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ // Оптика и спектроскопия, т. 131, вып. 8, стр. 1065-1073. 2023.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В КРИСТАЛЛАХ ЛАНТАН-ГАЛЛИЕВОГО СИЛИКАТА

В. Е. Умылин^{1*}, Н. С. Козлова¹, Е. В. Забелина¹, О. А. Бузанов²

¹Университет науки и технологий МИСИС
119049, Российская Федерация, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1

*E-mail: v.umylin@mail.ru

²АО «Фомос-Материалы»
107023, Российская Федерация, Москва, ул. Буженинова, д. 16, стр. 1

Исследованы особенности протекания электрофизических процессов в образцах полярных срезов кристаллов $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ с токопроводящими покрытиями Au, Ag, Pd, Pt, Al, Cu, In в температурном интервале 20-900 °С.

Лантан-галлиевый силикат $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (LGS), точечная группа симметрии 32, относится к кристаллам группы кальций-галлиевого германата, которые используются для изготовления фильтров, используемых в мобильных системах связи, в датчиках температуры, работающих на поверхностных акустических волнах и датчиках давления, вибрации, веса, работающих на прямом пьезоэффекте. В силу отсутствия сегнетоэлектрических свойств, пьезоэлектрического эффекта, фазовых переходов до температур плавления LGS является перспективным материалом для устройств, работающих в достаточно широком температурном интервале. Кристаллические элементы подобных устройств должны обладать стабильностью свойств и характеристик на протяжении всего времени работы прибора. Стабильность работы кристаллических элементов определяется их неравновесным состоянием. Неравновесное состояние кристалла может возникать как вследствие свойств самого кристалла, его предыстории, так и под воздействием внешних факторов, таких как электрические поля, высокие температуры и т.п. Некоторые процессы, определяющие изменения кристаллов, могут проявляться и при отсутствии внешних воздействий. Например, нанесение токопроводящих покрытий на поверхности полярных срезов приводит к их старению и деградации. Подобные процессы обуславливают ненадежности показаний, передаваемых устройствами и сокращения срока их службы. Природа и механизмы процессов протекающих при контакте токопроводящих покрытий с поверхностями полярных срезов слабоизучены.

Целью работы являлось исследование особенностей протекания электрофизических процессов в образцах полярных срезов кристаллов $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ с различными материалами токопроводящих покрытий.

Для исследований использовались образцы $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ полярного среза (перпендикулярно оси 2-го порядка) без предварительной поляризации с различными материалами токопроводящих покрытий: Au, Ag, Pd, Pt, Al, Cu, In. Испытания образцов проводились в температурном интервале 20-900 °С. Для задания и поддержания определенного температурного режима использовались нагревательная камера, система терморегулировки и питания нагревателя. Регистрация температуры в печи производилась с помощью хромель-алюмелевой термопары в диапазоне температур 20-350 °С, а в диапазоне 350-900 °С с помощью платино-родиевой термопары. Получены температурные зависимости удельной электропроводности образцов, установлено влияние материала токопроводящих покрытий на величину удельной электропроводности.

Обнаружены и исследованы токи короткого замыкания (ТКЗ) в образцах. Температурные зависимости ТКЗ имеют нелинейный характер с несколькими экстремумами. На некоторых температурных зависимостях ТКЗ наблюдалась смена полярности токов.

Исследования проводились в аккредитованной лаборатории полупроводниковых материалов и диэлектриков «Монокристаллы и заготовки на их основе» НИТУ МИСИС при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам FSME-2023-0003.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В СИСТЕМЕ $\text{Sr}_3\text{B}_2\text{O}_6\text{-REBO}_3$ (RE = Nd, Yb)

А. Я. Жамус^{1,2*}, А. Б. Кузнецов², А. Е. Кох², В. А. Светличный¹

¹Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36
*E-mail: ammarjamous2@gmail.com

²Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, д. 3

В данной работе были изучены люминесцентные свойства твердых растворов в системе $\text{Sr}_3\text{B}_2\text{O}_6\text{-REBO}_3$ (RE = Nd, Yb). Обсуждено влияние состава и кристаллической структуры матрицы на форму спектров люминесценции и ее интенсивность. Такие материалы могут быть использованы при создании ИК-люминофора или твердотельных лазеров, в т. ч. в режиме самоудвоения частоты.

Разработка и синтез новых материалов для удовлетворения различным потребностям в оптике и лазерной технологии остается актуальной задачей. Среди перспективных, но малоизученных материалов можно выделить стронций содержащие бораты, допированные редкоземельными элементами (РЗЭ) [1]. Это связано с близостью ионного радиуса стронция с радиусом редкоземельных элементов, что определяет широкие возможности изоморфизма между ними. Поэтому, влияние замещения $2+ / 3+$ для соединений $\text{Sr}_3\text{B}_2\text{O}_6$, $\text{Sr}_3\text{RE}(\text{BO}_3)_3$ и $\text{Sr}_3\text{RE}_2(\text{BO}_3)_4$ (RE = РЗЭ), кристаллизующихся в пространственных группах $R\bar{3}c$, $R\bar{3}$, и $Pc2_1n$ соответственно, представляют большой интерес [2]. Большое количество работ посвящено исследованию данных соединений, однако, отсутствуют какие-либо сравнительные данные по люминесценции для них.

В рамках данной работы для исследований были выбраны системы с активным флуоресцирующим компонентом ($\text{Yb}^{3+}/\text{Nd}^{3+}$) в системах: $x\text{Sr}_3\text{B}_2\text{O}_6\text{-(1-x)REBO}_3$, ($0 \leq x \leq 1$; шаг: 0,1). Было установлено образование твердых растворов, для которых проводился сравнительный анализ люминесценция ионов активных РЗЭ ионов ($\text{Yb}^{3+}/\text{Nd}^{3+}$) в ближнем ИК-диапазоне. Исследовались две полосы люминесценции неодима: ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ (~ 900 нм) и ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ (~ 1060 нм), и также полоса иттербия: ${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$ (~ 980 нм).

Результаты показывают, что форма спектров люминесценции и ее интенсивность напрямую зависят от концентрации REBO_3 в результате следующих процессов: 1) изменение кристаллической структуры и перестроение активных ионов в новые позиции: это с одной стороны приводит к перераспределению энергии между пикам за счет изменения вероятности различных переходов между вращательно-колебательными подуровнями, а с другой к спектральному перемещению полос под влиянием молярной массы матрицы; 2) уменьшение расстояния между соседними ионами неодима приводит к процессам безызлучательной релаксации возбужденных состояний неодима за счет кросс-релаксации между ними; 3) перепоглощения части излучения самими ионами неодима при пересечении полос поглощения и люминесценции на длине волны 875 нм (электроны переход ${}^4\text{I}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{F}_{3/2}$). Максимальные интенсивности люминесценции соответствуют $\text{Sr}_3\text{Yb}(\text{BO}_3)_3$ и $\text{Sr}_3\text{B}_2\text{O}_6\text{:7\%NdBO}_3$.

Исследование выполнено в рамках государственного задания ИГМ СО РАН №122041400031-2

Список литературы

1. A.Y. Jamous, V.A. Svetlichnyi, A.B. Kuznetsov, et.al. Linear and nonlinear optical properties of trigonal borate crystals $\text{K}_7\text{MIn}_{2-x}\text{Yb}_x(\text{B}_5\text{O}_{10})_3$ (M = Ca, Sr, Ba; x = 0...2) with isolated B_5O_{10} units // J. Alloys Compd., vol. 935, 167912, 2023.
2. А. Б. Кузнецов, А. Я. Жамус, В. А. Светличный, et.al. Luminescence properties of solid-solutions in $\text{Sr}_3\text{B}_2\text{O}_6\text{-YbBO}_3$ system // ЖСХ, Т. 65 (8), 130480, 2024.

Секция 2

КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА и НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

НЕЛИНЕЙНЫЕ И КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

А.Н. Данилин¹, А.Е. Шитиков¹, Н.Ю. Дмитриев¹, Д.А. Чермошенцев¹, В.Е. Лобанов¹,
Ф.Я. Халили¹, И.А. Биленко^{1,2*}

¹Российский Квантовый центр, 121205, Москва

²МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва

*E-mail: igorbilenko@gmail.com

В докладе представлены новые результаты теоретического анализа и экспериментальных исследований нелинейной динамики высокодобротных оптических микрорезонаторов. Детально проанализирован процесс параметрической генерации при бихроматической накачке. Определены условия формирования сжатого состояния световой волны, экспериментально продемонстрировано сжатие в интегральных микрорезонаторах. Показано, что в системе микрорезонатор - лазер возможны режимы стабильной многочастотной генерации с разностной частотой в СВЧ диапазоне.

Впервые высокая ($Q > 10^8$) добротность в микрорезонаторах с модами типа «шепчущей галереи» была продемонстрирована в кварцевых микросферах [1].

В настоящее время микрокольцевые и микродисковые оптические резонаторы широко используются в физических измерениях и технических приложениях. Рекордная добротность $Q = 10^{11}$ была продемонстрирована в кристаллических CaF_2 резонаторах [2]. Большое время жизни фотонов в материале резонатора определяет низкий порог проявления нелинейных и квантовых эффектов [3]. Появление технологии изготовления интегральных схем (чипов) с микрорезонаторами на платформе Si_3N_4 с добротностью $Q > 10^7$ по КМОП совместимой технологии [4] привело к их быстрому распространению как в качестве устройств для фундаментальных исследований, так и элементов прикладных разработок. В частности, в таких резонаторах возможна генерация оптических частотных гребёнок и формирование солитонов.

В наших недавних исследованиях мы показали, что двойная (бихроматическая) накачка позволяет осуществить беспороговое четырёхволновое смешение и генерацию гребёнок как в резонаторах с аномальной, так и с нормальной дисперсией групповых скоростей. Вырожденное смешение приводит к параметрической генерации на центральной частоте, особые свойства которой (два возможных значения фазы, сжатие по одной из квадратурных компонент) представляют большой интерес для реализации квантовых измерений и квантовых вычислений. Был предложен оригинальный метод формирования опорной волны, позволивший измерить коэффициент сжатия на выходе из чипа превышающий 1 дБ. Накачку можно реализовать как с помощью внешних лазеров с оптическими изоляторами, так и в режиме затягивания частоты [5]. Было обнаружено, что взаимодействие прямых и обратных волн в лазерной среде приводит к возникновению новых эффектов – многочастотного затягивания и четырёхволнового смешения, в результате чего возможно получение на выходе фотодетектора микроволнового сигнала с шириной линии менее 10 Гц.

Список литературы

1. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. // *Physics Letters A*. 137, 393 (1989).
2. Savchenkov A.A., Matsko A.B., Ilchenko V.S., et al. // *Optics express*, 15(11), 6768-6773. (2007).
3. Strelakov D.V., Marquardt C., Matsko A.B., et al. // *Journal of Optics* 18(12), 123002. (2016).
4. Xiang, C., Liu, J., Guo, J., Chang, L., Wang, R. N., Weng, W., ... & Bowers, J. E. *Laser soliton microcombs heterogeneously integrated on silicon*. *Science*, 373(6550), 99-103 (2021).
5. Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Shitikov A.E., et al. // *Frontiers of Physics* 18(2), 21305 (2023).

ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ФОТОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

В. П. Дресвянский*, Е. Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН
664033, Российская Федерация, г. Иркутск ул. Лермонтова, д. 130А
E-mail: ibchief@ilph.irk.ru

Представлены результаты исследований анизотропии лазерно-индуцированного дефектообразования в широкозонных кристаллах в условиях высокой нелинейности процессов взаимодействия интенсивного оптического излучения с веществом, полученные с помощью методов люминесцентной томографии и люминесцентного Z-сканирования.

Наиболее широкозонные кристаллы, такие как фторид лития и фторид магния имеют ширину запрещенной зоны порядка 14 эВ, а энергию создания низкоэнергетических анионных экситонов около 13 эВ. Излучение, генерируемое стандартными фемтосекундными лазерами в видимом и ближнем инфракрасном спектральном диапазоне, при взаимодействии с данными кристаллами в линейном режиме возбуждения не поглощается. В условиях, когда ширина запрещенной зоны диэлектрика многократно превышает энергию квантов оптического излучения, ионизация вещества идет только в полях высокой интенсивности, когда взаимодействие света и вещества носит нелинейный характер [1]. Фотоионизационные процессы в прозрачных диэлектриках, как правило, сопровождаются явлениями самофокусировки и филаментации что радикально меняет характеристики поля в веществе и делает их плохо предсказуемыми [2]. Это, в свою очередь, мешает исследованию и интерпретации первичных ионизационных механизмов.

Для визуализации продольного и поперечного пространственных распределений концентраций центров окраски в местах прохождения филаментов, индуцируемых лазерным излучением нами реализованы методы люминесцентной томографии и люминесцентного Z-сканирования.

В докладе будут представлены результаты исследований анизотропии лазерно-индуцированного дефектообразования в широкозонных кристаллах в условиях высокой нелинейности процессов взаимодействия интенсивного оптического излучения с веществом. В частности, впервые в ходе прямого эксперимента установлено, что азимутальные зависимости эффективности межзонной высоконелинейной фотоионизации и эффективности самофокусировки находятся в противофазе. Показано, что пространственное распределение концентрации люминесцирующих дефектов, индуцируемых в оптически анизотропных кристаллах, зависит от степени фотонности нелинейной фотоионизации и является характеристикой процесса многофотонной туннельной межзонной фотоионизации вещества.

Работа выполнена в рамках Плана фундаментальных исследований РАН на период до 2025 г. (проект № 0243-2021-0004).

Список литературы

1. Мартынович Е.Ф., Глазунов Д.С., Григорова А.А. и др. Высоконелинейные фундаментальные механизмы возбуждения и окрашивания широкозонных кристаллов интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами // *Опт. и спектр.*, том 105, с. 380–384, 2008.
2. Martynovich E.F., Dresviansky V.P., Kuznetsov A.V., et. al. Simulation of filamentation of single femtosecond laser pulses in LiF // *Laser Physics*, vol. 24, p. 074001, 2014.

БЫСТРАЯ ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МОДУЛЯТОРАХ СВЕТА НА ОСНОВЕ DNF ЭФФЕКТА В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКАХ И ФЕРРИЭЛЕКТРИКАХ

С.П. Котова^{1*}, Е.П. Пожидаев², С.А. Самагин¹

¹ Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-садовая, д. 221

*E-mail: kotova@fian.smr.ru

² Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53

Проведено сравнение сегнетоэлектрических и ферриэлектрических жидких кристаллов в качестве электрооптической среды для быстрой фазовой модуляции на примере формирования световых полей с помощью секторной спиральной пластины.

Увеличение скорости преобразования пространственных распределений световых полей является важной задачей современной фотоники. Частота преобразования (модуляции) в современных фазовых пространственных модуляторах света (ПМС) на основе нематических жидких кристаллов составляет несколько десятков Гц. Повысить быстродействие можно за счет ориентационных эффектов в жидкокристаллических сегнетоэлектриках (ЖКС) и ферриэлектриках с субволновым шагом спиральной структуры, в частности, ориентационного эффекта Керра [1-3]. В работе представлены результаты исследований электрооптических характеристик указанных материалов для задач фазовой модуляции на примере генерации световых полей с помощью секторной спиральной пластины (СПП).

Жидкокристаллические сегнетоэлектрики по пространственной упорядоченности относятся к хиральным смектическим С* жидким кристаллам. Ферриэлектрические фазы жидких кристаллов (ЖК) являются промежуточными между ферроэлектрическими и антиферроэлектрическими фазами. Особенностью эффекта Керра в указанных ЖК является двусная трансформация эллипсоида показателей преломления и поворот его главной оптической оси при приложении электрического поля. Это не позволяет реализовать чисто фазовую модуляцию в ячейках с планарной ориентацией оси геликоида подложкам.

Нами были изучены модуляционные характеристики ряда синтезированных в ФИАН смесевых ЖК сегнетоэлектриков [1], а также ферриэлектрического кристалла FerriLCM-1 [3], шаг спирали которых менее 100 нм. На рисунке 1 приведены зависимости удельной (на единицу толщины слоя ЖК) эффективной фазовой задержки от квадрата прикладываемого электрического поля и полной эффективной фазовой задержки ЖК слоя от напряжения для сегнетоэлектрика ЖКС -587-F-7 и ферриэлектрика FerriLCM-1. Оба кристалла обеспечивают непрерывную эффективную фазовую задержку в диапазоне от 0 до 2π радиан. Для ЖКС -587-F-7 при толщине ячейки 50 мкм напряженность электрического поля составила $E=1,92$ В/мкм, время отклика 200 мкс. Для ферриэлектрика FerriLCM-1 (толщина ячейки 107 мкм) аналогичные величины равны $E=0,47$ В/мкм и время отклика около 1,5 мс.

С использованием полученных экспериментальных данных проведен расчет характеристик вихревых световых полей, которые можно сформировать с помощью 12 секторной спиральной пластины на основе исследованных ЖК смесей ЖКС -587-F-7 и FerriLCM-1 [4, 5]. Показано, что влияние амплитудной модуляции, возникающей из-за изменения состояния эллиптичности, на формирование вихревых световых полей с помощью ПМС на основе исследованных материалов не является значимой.

Создан экспериментальный образец 12-секторной спиральной пластины с использованием ЖКС -587-F-7 [6]. Толщина слоя ЖК составляла 50 мкм. СПП управлялась знакопеременным питающим напряжением, частота сигнала варьировалась от 100 до 4000 Гц.

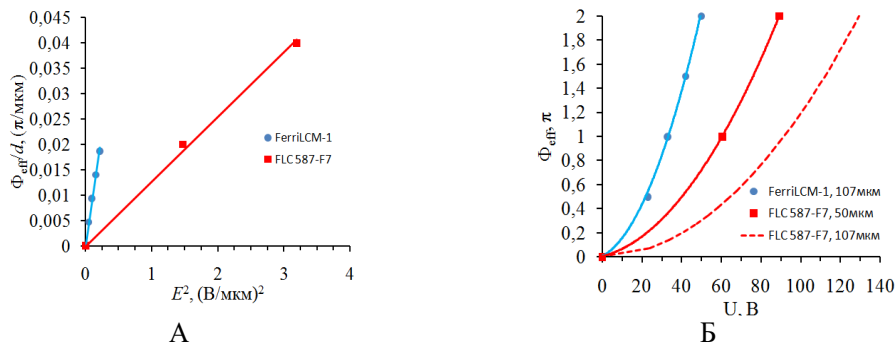


Рис. 1. А) Зависимость удельной (на единицу толщины слоя ЖК) эффективной фазовой задержки от квадрата прикладываемого электрического поля. Б) Зависимость полной эффективной фазовой задержки ЖК слоя от напряжения.

Экспериментальные результаты в целом согласуются с расчетными. Продемонстрировано формирование кольцеобразных световых полей с топологическим зарядом от 1 до 4, а также набора симметричных световых пятен. Определение величины топологического заряда производилось компенсационным методом с использованием фазового элемента, формируемого многопиксельным ЖК ПМС.

Таким образом проведено сравнение сегнетоэлектрических и ферриэлектрических ЖК в качестве электрооптической среды для фазовой модуляции на примере формирования вихревых световых полей. Показано, что оба жидких кристалла при одинаковой толщине ячейки обеспечивают сравнимые значения изменения состояния эллиптичности модулируемого светового поля. Световые потери при отсечении нежелательной компоненты поляризации составляют менее 10 %, что вполне достаточно для ряда прикладных задач. Величина управляющего напряжения, необходимого для достижения фазового сдвига 2π при одинаковых толщинах ЖК слоя, в случае ферриэлектрического ЖК в 2.6 раза меньше, чем в случае сегнетоэлектрического ЖК. По быстрдействию исследованный ферриэлектрик занимает промежуточное положение между нематическими и сегнетоэлектрическими ЖК.

Исследование поддержано РФФ № 24-22-00239.

Список литературы

1. E.P. Pozhidaev, A.D. Kiselev, A.K. Schrivastava, et.al. Orientational Kerr effect and phase modulation of light in deformed-helix ferroelectric liquid crystals with subwavelength pitch // *Phys. Rev. E*, vol. 87, 052502, 2013.
2. S.P. Kotova, S.A. Samagin, E.P. Pozhidaev and A.D. Kiselev. Light modulation in planar aligned short-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals // *Phys. Rev. E*, vol. 92, 062502, 2015.
3. E.P. Pozhidaev, M.V.Minchenko, A.V. Kuznetsov et al. Broad temperature range ferrielectric liquid crystal as a highly sensitive quadratic electro-optical material // *Optics Letters*. vol.47, pp. 1598-1601, 2022.
4. S. Kotova, A. Mayorova, E. Pozhidaev and S. Samagin. Spatial phase light modulator based on the ferroelectric liquid-crystals: possibility of the device construction // *EPJ Web of Conferences*, vol. 161, 01007, 2017/
5. E.P. Pozhidaev, S.P. Kotova, S.A. Samagin. Ferrielectric Liquid Crystal with a Subwavelength Helix Pitch As an Electro-Optic Medium for Phase Spatial Light Modulators. // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, vol. 50(Suppl 1), pp S85-S95, 2023.
6. S.P. Kotova, E.P. Pozhidaev, S.A. Samagin, et al. Ferroelectric liquid crystal with sub-wavelength helix pitch as an electro-optical medium for high-speed phase spatial light modulators. // *Optics & Laser Technology*, vol.135, 106711, 2021.

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ С НЕСКОЛЬКИМИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМИ СИНГУЛЯРНОСТЯМИ ПРИ ПАРАКСИАЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ И ОСТРОЙ ФОКУСИРОВКЕ

А. А. Ковалёв^{1,2*}, В. В. Котляр^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт»
443001, Российская Федерация, Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151

*E-mail: alanko.ipsi@mail.ru

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

Рассмотрены некоторые виды световых полей с поляризационными сингулярностями, которые изначально имеют линейную поляризацию, но затем, при параксиальном распространении или острой фокусировке, в них возникает спиновый эффект Холла – формирование областей с ненулевой плотностью спинового углового момента. Для всех этих полей получены выражения для распределения плотности спинового углового момента и исследованы формируемые распределения этой плотности.

Для управления элементами микромашин или микроустройств с помощью света необходимо подбирать структурированные световые пучки определённой формы, которые могут включать фазовые и/или поляризационные сингулярности. В данной работе мы рассматриваем несколько таких пучков:

- 1) параксиальный векторный гауссов пучок с множеством поляризационных сингулярностей [1], расположенных на окружности,
- 2) параксиальный векторный гауссов пучок с бесконечным числом поляризационных сингулярностей, расположенных на прямой линии,
- 3) гауссов пучок с двухпорядковой поляризационной сингулярностью при параксиальном распространении и фокусировке.

Первый пучок является суперпозицией цилиндрически поляризованного однокольцевого пучка Лагерра-Гаусса и линейно поляризованного гауссова пучка. Установлено, что, несмотря на линейную поляризацию в начальной плоскости, при распространении в свободном пространстве формируются чередующиеся области с ненулевой плотностью спинового углового момента (СУМ) (рис. 1). Такое расщепление начального линейно поляризованного света на свет с правой и с левой круговой поляризацией с разными траекториями распространения является проявлением оптического спинового эффекта Холла [2].

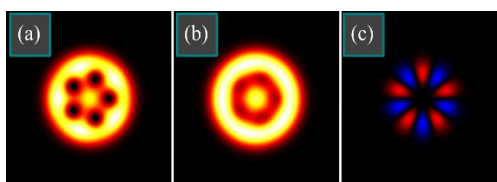


Рис. 1. Распределение интенсивности в начальной плоскости (а) и на расстоянии максимальной плотности СУМ (b), а также распределение плотности СУМ на этом расстоянии (с) у гауссова пучка с пятью поляризационными сингулярностями в начальной плоскости

В работе получена оценка расстояния от начальной плоскости до плоскости с максимальной плотностью СУМ, и определён радиус окружности с поляризационными сингулярностями, для которого достигаемая плотность СУМ максимальна. Установлено, что в этом случае энергии пучка Лагерра-Гаусса и гауссова пучка должны быть равны. Доказано, что это условие верно и для любых других суперпозиций цилиндрически поляризованных световых полей с линейно поляризованными. Для установления физической причины этого явления рассмотрена аналогия с плоскими волнами и оказалось, что спиновый эффект Холла возникает из-за разной расходимости линейно поляризованного гауссова пучка и цилиндрически поляризованного пучка Лагерра-Гаусса (рис. 2).

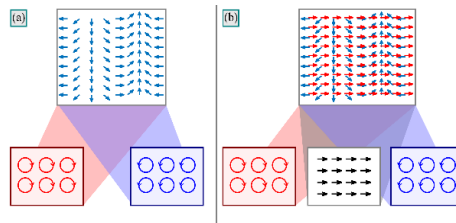


Рис. 2. Формирование линейно поляризованного поля из суперпозиции двух наклонных плоских волн с противоположным наклоном и с противоположной круговой поляризацией (а), формирование поля с ненулевой плотностью СУМ из суперпозиции двух наклонных плоских волн с круговой поляризацией с линейно поляризованной волной без наклона: наклонные волны приобретают фазовую задержку по сравнению с ненаклонной волной и поляризация всего поля становится эллиптической (б)

Для второго пучка, параксиального векторного гауссова пучка с бесконечным числом поляризационных сингулярностей, равномерно расположенных на прямой, получены аналитические выражения для распределения интенсивности и плотности СУМ. Показано, что поляризационные сингулярности в таком поле существуют только в начальной плоскости и в дальней зоне и что азимутальный угол поляризационных сингулярностей увеличивается в дальней зоне на $\pi/2$, то есть радиальная поляризация преобразуется в азимутальную и наоборот.

Третий пучок, гауссов пучок с двухпорядковой поляризационной сингулярностью рассматривался как при параксиальном распространении, так и при острой фокусировке. Такие пучки являются обобщением цилиндрических векторных пучков, поскольку порядок поляризации разный для разных поперечных компонент поля. На периферии такого пучка количество областей с горизонтальной поляризацией не равно количеству областей с вертикальной поляризацией. В случае острой фокусировки компоненты поля и плотность СУМ исследовались на основе теории Ричардса-Вольфа. Установлено, что спиновый эффект Холла возникает, если порядки поляризации имеют разную чётность. Выражения для плотности СУМ в остром фокусе оказались сложнее, чем при параксиальном распространении. Поэтому, чтобы предсказать форму интенсивности и плотности СУМ, исследован спектр угловых гармоник линейно поляризованного поля с оптическим вихрем m -го порядка в остром фокусе. Установлено, что если исходное световое поле имеет не кольцевую форму, а однородную или гауссову форму, затухающую от центра к периферии, то энергия угловых гармоник с порядками $m \pm 2$ в поперечных компонентах поля по крайней мере в 28 раз меньше, чем энергия угловой гармоники m -го порядка. Пренебрегая несущественными гармониками, предсказана теоретически и подтверждена численным моделированием возможность формирования фокального распределения поля, в котором области с положительной и отрицательной плотностью СУМ находятся на кольце и чередуются попарно, либо разделены в разных полукольцах.

Области применения полученных результатов – проектирование микроустройств для оптического управления микрообъектами и деталями микромашин. Ненулевая плотность СУМ заставляет частицы вращаться вокруг своих центров масс, и потому формирование заданного распределения плотности СУМ может позволить одновременно манипулировать ансамблем частиц. Другое применение — оптическая передача информации, при которой данные кодируются с помощью распределения плотности СУМ и принимаемые оптические сигналы анализируются с помощью поляризаторов.

Исследование поддержано РФФ № 22-12-00137.

Список литературы

1. Q.Wang, C.H.Tu, Y.N.Li, H.T.Wang, Polarization singularities: Progress, fundamental physics, and prospects // APL Photonics, vol. 6, p. 040901, 2021.
2. S.Q.Liu, S.Z.Chen, S.C.Wen, H.L.Luo, Photonic spin Hall effect: fundamentals and emergent applications // Opto-Electron. Sci., vol. 1, p. 220007, 2022.

ВИХРЕВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ И ИХ СУПЕРПОЗИЦИИ

Е. С. Козлова^{1,2*}, А. А. Ковалев^{1,2}, А. А. Савельева^{1,2}, В. В. Котляр^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений, НИИ «Курчатовский институт»
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151

*E-mail: kozlova.es@ssau.ru

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация – В работе рассматриваются новые виды вихревых лазерных пучков, в том числе представимые в виде суперпозиции. Проведено теоретическое и численное исследование их особых свойств, рассчитан топологический заряд. Представленные новые пучки могут найти свое применение в микро-манипулировании, оптических коммуникациях и в широком круге других прикладных задач.

Оптические вихри активно исследуются в настоящее время [1-3]. Это объясняется их широким применением на практике в задачах микроманипулирования [4], беспроводной телекоммуникации [5], зондирования атмосферы [6], квантовой информатике [7] и в других приложениях. Наличие точного аналитического выражения для описания комплексной амплитуды вихревых пучков позволяет найти основные характеристики этих пучков (орбитальный угловой момент, топологический заряд, расходимость пучка, его мощность и т.д.) до моделирования и натуральных экспериментов. А поиск новых вихревых лазерных пучков, обладающих особыми свойствами, является актуальной задачей для современных науки и техники.

В статье были рассмотрены новые типы оптических пучков на базе мод Лагерра-Гаусса. Первый тип пучков был назван пучки Лагерра-Гаусса в квадрате, так как их амплитуда пропорциональна многочлену Лагерра в квадрате:

$$E_{n,m}(r, \varphi) = A e^{\left(\frac{r^2}{w^2} + i2n\varphi\right)} \left(\frac{r}{w}\right)^{2|n|} \left[L_m^{|n|} \left(\frac{r^2}{w^2}\right) \right]^2, \quad (1)$$

где r, φ – полярные координаты, A – постоянная, w – радиус перетяжки Гауссова пучка, n и m – целые числа, $L_m^n(x)$ – многочлен Лагерра. Данный пучок является Фурье-инвариантным и сохраняет свою структуру в фокусе сферической линзы или в дальней зоне дифракции. В зоне дифракции Френеля такой пучок преобразуется в осевую суперпозицию обычных пучков Лагерра-Гаусса, число которых равно числу колец у пучка Лагерра-Гаусса «в квадрате». Если кольцо всего одно, то пучок является структурно-стабильным.

Второй тип пучков также расширяет базис пучков Лагерра-Гаусса. Топологический заряд таких пучков предполагается равным разности между азимутальным (верхним) и радиальным (нижним) индексами ассоциированного полинома Лагерра, а радиальная координата возведена в степень, равную сумме этих показателей:

$$E_{n,m}(r, \varphi) = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2} + i(n-m)\varphi\right) \left(\frac{r}{w}\right)^{n+m} L_m^n\left(\frac{r^2}{w^2}\right), \quad (2)$$

Данный пучок демонстрирует интересные свойства: фурье-инвариантность, автофокусировку и возможность управления диаметром центрального темного пятна интенсивности без изменения топологического заряда пучка.

Также были рассмотрены оптические поля, представимые в виде суперпозиции оптических вихрей. Так, первый тип пучков описывается геометрической прогрессией Гауссовых оптических вихрей:

$$E_{mnk}(r, \varphi) = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \left(a^k e^{ikm\varphi} + a^{k+1} e^{i(k+1)m\varphi} + \dots + a^n e^{inm\varphi} \right), \quad (3)$$

где a^k – знаменатель геометрической прогрессии, k – первый член геометрической прогрессии, n – последний член геометрической прогрессии, m – топологический заряд. В общем случае геометрическая прогрессия оптических вихрей имеет три целочисленных

параметра и один действительный параметр. От величины этих четырех параметров зависит топологический заряд всей суперпозиции оптических вихрей. Однако, было аналитически показано, что топологический заряд таких пучков в исходной плоскости существенно зависит от параметра a :

$$TC = \begin{cases} km, |a| < 1, \\ \frac{k+n}{2}m, |a| = 1, \\ nm, |a| > 1. \end{cases} \quad (4)$$

Стоит отметить, что при $a = 1$ прогрессия является стационарной, ее спектр орбитального углового момента симметричный и топологический заряд суперпозиции равен номеру средней угловой гармоники ($TC = (k + n)m / 2$). В этом случае топологический заряд суперпозиции может быть полуцелым в начальной плоскости. Но при распространении в свободном пространстве топологический заряд стационарной прогрессии оптических вихрей становится целым ($TC = nm$) и сохраняется при распространении. При распространении в пространстве суперпозиция оптических вихрей, описываемая геометрической прогрессией, не сохраняет своей структуры интенсивности, но может иметь число лепестков интенсивности, равное одному из параметров семейства.

Также в работе рассматривались суперпозиции однокольцевых пучков Лагерра-Гаусса с топологическим зарядом m :

$$E_m(r, \varphi) = \sum_{n=1}^N c_n (re^{i\varphi} - r_n e^{i\varphi_n})^m \exp(-r^2 - r_n^2 + 2rr_n \cos(\varphi - \varphi_n)), \quad (5)$$

где r_n, φ_n – полярные координаты центров пучков, c_n – весовые коэффициенты суперпозиции. Радиус перетяжки был включен в радиальную переменную r . Если весовые коэффициенты такой суперпозиции действительные (то есть все пучки ЛГ имеют одинаковую фазу, но могут иметь разную амплитуду), то топологический заряд суперпозиции равен топологическому заряду каждого пучка, то есть m . При этом наличие фазовой задержки между пучками позволяет менять общий топологический заряд суперпозиции.

Таким образом, в работе были рассмотрены новые виды вихревых лазерных пучков, в том числе представимые в виде суперпозиции. Было проведено теоретическое и численное исследование их особых свойств, рассчитан топологический заряд. Представленные новые пучки могут найти свое применение в микроманипулировании, оптических коммуникациях и в широком круге других прикладных задач.

Исследование поддержано РФФ №22-12-00137.

Список литературы

1. J. Chen, C. Wan, A. Chong, et.al. Experimental demonstration of cylindrical vector spatiotemporal optical vortex // *Nanophotonics*, vol. 10(18), pp. 4489-4495, 2021.
2. C. Li, S.A. Maier, H. Ren Optical vortices in nanophotonics // *Chinese Optics*, vol. 14(4), pp. 792-811, 2021.
3. A.V. Volyar, E.G. Abramochkin, Y.E. Akimova, et.al. Reconstruction of stable states of spiral vortex beams // *Computer Optics*, vol. 46(1), pp. 5-15, 2022.
4. Y. Yang, Y. Wu, X. Zheng, et.al. Particle manipulation with twisted circle Pearcey vortex beams // *Opt. Lett.*, vol. 48(13), pp. 3535-3538, 2023.
5. T. Doster, A.T. Watnik Laguerre–Gauss and Bessel–Gauss beams propagation through turbulence: analysis of channel efficiency // *Appl. Opt.*, vol. 55(36), pp. 10239-10246, 2016.
6. Z. Yin, J. Wang, Y. Zhu, et.al. Propagation of radial phase modulated vortex beams in atmospheric turbulence. *Opt. Commun.*, vol. 549, pp. 129941, 2023.
7. G.A.M. Ghaderi, M. Mahmoudi Laguerre–Gaussian modes generated vector beam via nonlinear magneto-optical rotation // *Sci. Rep.*, vol. 11, pp. 5972, 2021.

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ВУФ И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. Ю. Рябикин

*Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН
603950, Российская Федерация, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46
E-mail: mikhail.ryabikin@ipfran.ru*

Дается обзор различных подходов к получению интенсивных ультракоротких импульсов ВУФ и рентгеновского излучения с высокой эллиптичностью поляризации с использованием нелинейно-оптического преобразования излучения компактных источников ИК и видимого диапазонов в излучение более высокочастотных диапазонов.

Циркулярно- или эллиптически-поляризованное ВУФ и рентгеновское излучение является одним из эффективных инструментов диагностики магнитных материалов и структур, хиральных молекул и ряда других физических объектов с использованием эффектов кругового дихроизма. Использование рентгеновского излучения дает (1) нанометровое пространственное разрешение и (2) элемент-селективность: используется взаимодействие с электронами глубоких оболочек, для которых особенно ярко выражена зависимость положений краев полос поглощения (где наиболее сильны эффекты кругового дихроизма), от номера элемента в периодической таблице. Использование ультракоротких импульсов при этом даёт дополнительные возможности, обеспечивая исследования процессов в вышеупомянутых средах с высоким временным разрешением, что открыло возможность широкого исследования соответствующего круга явлений, обозначенных такими терминами, как «фемтомагнетизм» и «фемтохиральность».

Вплоть до настоящего времени источниками ВУФ и рентгеновского излучения, наиболее широко применяемыми для исследований с использованием эффектов кругового дихроизма, являются синхротроны и лазеры на свободных электронах. Вместе с тем большой интерес представляет применение для указанных целей источников, основанных на использовании генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) оптического излучения или родственных ей экстремальных параметрических процессов. Такие источники, в силу ряда своих преимуществ (компактность, относительная дешевизна, высокая когерентность, малая длительность импульсов, высокая степень синхронизации между импульсами падающего и результирующего излучений), представляются очень перспективными для вышеуказанных приложений. С другой стороны, в силу особенностей физического механизма ГГВП, получение на этой основе высокоинтенсивного излучения с большой эллиптичностью представляет весьма сложную задачу. В докладе будет представлен ряд развиваемых подходов к решению этой задачи, в том числе с использованием резонансного взаимодействия излучения с частицами среды [1] и усиления генерируемого излучения в активных средах плазменных рентгеновских лазеров [2].

Исследование поддержано Российским научным фондом (грант №22-12-00389).

Список литературы

1. M.A. Khokhlova, M.Yu. Emelin, M.Yu. Ryabikin, and V.V. Strelkov. Polarization control of quasimonochromatic XUV light produced via resonant high-order harmonic generation // *Phys. Rev. A*, vol. 103, 043114, 2021.
2. I.R. Khairulin, V.A. Antonov, M.Yu. Ryabikin, et al. Amplification of elliptically polarized sub-femtosecond pulses in neon-like X-ray laser modulated by an IR field // *Sci. Rep.*, vol. 12, 6204, 2022.

СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКИ С РЕГУЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Я. Шур^{1*}, А. Р. Ахматханов¹, М. А. Чувакова¹, Б. И. Лисьих¹,
М. С. Кособоков¹, А. А. Бойко²

¹*Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет
620000, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19
E-mail: vladimir.shur@urfu.ru

²*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1*

Будут представлены последние достижения в области создания прецизионных стабильных доменных структур в монокристаллах и тонких пленках семейства одноосных сегнетоэлектриков ниобата лития и танталата лития для генерации второй гармоники и параметрической генерации света. Кроме того, будут приведены результаты по созданию трехмерных доменных структур в объеме кристаллов с помощью сфокусированного излучения фемтосекундного лазера ближнего ИК диапазона без приложения электрического поля.

Сегнетоэлектрические кристаллы с прецизионными регулярными доменными структурами (РДС) с отклонением от расчетного периода не более 10 нм используются для нелинейно-оптических преобразований частоты лазерного излучения, включающих генерацию второй гармоники и параметрическую генерацию света с рекордной эффективностью, за счет реализации условия фазового квазисинхронизма [1]. Создание прецизионных РДС базируется на результатах детального исследования эволюции доменной структуры сегнетоэлектриков в неоднородном электрическом поле и в пироэлектрическом поле, возникающем при быстром изменении температуры кристалла при облучении лазерным импульсом [2].

Исследовано формирование полосовых доменных структур в одноосных сегнетоэлектриках при воздействии пространственно неоднородного электрического поля, создаваемого при помощи полосовых электродов, а также при сканировании сфокусированным электронным пучком. Обнаружено формирование и анизотропный рост полосовых доменов субмикронной ширины при переключении в однородном поле в ниобате лития с поверхностным диэлектрическим слоем, как созданным нанесением оксида кремния, так и методом мягкого протонного обмена [3].

Проведено детальное исследование эволюции доменной структуры и создание РДС в тонких монокристаллических пленках ниобата лития на изолирующей подложке, изготовленных методом ионного скалывания (LNOI), которые являются перспективным материалом для создания устройств квантовой фотоники и интегральной оптики [4]. Переключение поляризации локальным приложением электрического поля с помощью проводящего зонда сканирующего зондового микроскопа позволило создать в LNOI стабильные субмикронные полосовые РДС с периодом менее 200 нм [5].

Создание веерных доменных структур в легированных MgO монокристаллах ниобата лития (MgO:LN) толщиной 1 мм обеспечило возможность в одном элементе получить ПГС с перестройкой холостой волны в рекордно широком спектральном диапазоне от 2,5 до 4,5 мкм при накачке лазером с длиной волны 1,053 мкм за счет перемещения луча накачки [6].

Рассмотрены возможности локального переключения поляризации без приложения электрического поля с использованием только импульсного лазерного излучения (light-only switching) [7-9]. Продемонстрировано создание доменных структур как на поверхности, так и в объеме кристаллов семейства ниобата лития и танталата лития с помощью сфокусированного излучения фемтосекундного лазера ближнего инфракрасного диапазона. Представлен краткий обзор современного состояния этого нового перспективного направления доменной инженерии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного про-

екта № 24-12-00302 «Аномальная эволюция доменной структуры сегнетоэлектриков при зарождении доменов в объеме».

Список литературы

1. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin, Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate // *Appl. Phys. Rev.*, vol. 2, p. 040604, 2015.
2. V. Shur, M. Kosobokov, A. Makaev, et al. Dimensionality increase of ferroelectric domain shape by pulse laser irradiation // *Acta Materialia*, vol. 219, p. 117270, 2021.
3. E. Savelyev, A. Akhmatkhanov, H. Tronche, et al. Kinetics of the domain structure in uniform electric field in LiNbO₃ with surface layer modified by soft proton exchange // *Physica Status Solidi Rapid Res. Lett.*, No. 2300420, 2023.
4. B.N. Slautin, H. Zhu, V.Ya. Shur, Submicron periodical poling by local switching in the ion sliced lithium niobate thin films with dielectric layer // *Ceramics Int.*, vol. 47, pp. 32900-32904, 2021.
5. B.N. Slautin, H. Zhu, V.Ya. Shur, Submicron periodical poling in Z-cut lithium niobate thin films // *Ferroelectrics*, vol. 576. pp. 119-128, 2021.
6. E. Erushin, B. Nyushkov, A. Ivanenko, et al. Tunable injection-seeded fan-out-PPLN optical parametric oscillator for high-sensitivity gas detection // *Laser Phys. Lett.*, vol. 18, pp. 116201, 2021.
7. V. Shur, M. Kosobokov, A. Makaev, et al. Light-induced ordering of nanodomains in lithium tantalate as a result of multiple scanning by IR laser irradiation // *J. Appl. Phys.*, vol. 133, p. 014105, 2023.
8. B. Lisjikh, M. Kosobokov, A. Turygin, et al. Creation of a periodic domain structure in MgOLN by femtosecond laser irradiation // *Photonics*, vol. 10 (11), p. 1211, 2023.
9. B. Lisjikh, M. Kosobokov, A. Efimov, et al. Thermally assisted growth of bulk domains created by femtosecond laser in magnesium doped lithium niobate // *Ferroelectrics*, vol. 604, pp. 46-51, 2023.

УПРАВЛЕНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ ПЕРОВСКИТА С ПОМОЩЬЮ МАТЕРИАЛА С ФАЗОВОЙ ПАМЯТЬЮ

А. Д. Синельник^{1*}, О. М. Кущенко¹, Д. А. Литвинов¹, Д. С. Гец¹, М. В. Рыбин¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, д. 9

*E-mail: artem.sinelnik@metalab.ifmo.ru

Здесь мы сообщаем об универсальной платформе для обратимого переключения оптических свойств галогенидного перовскита, обеспечиваемой материалам с фазовой памятью (Ge-Sb-Te), выступающими в качестве активного дополнительного слоя, который контролирует оптические свойства пленки перовскита. Основываясь на этом подходе, мы демонстрируем микро-QR-кодирование и переключаемое яркое излучение, длину волны которого можно регулировать во всем видимом диапазоне.

С технологической точки зрения галогенидные перовскиты обладают множеством преимуществ, поскольку они дешевые и их можно легко, а также наносить на произвольную поверхность в условиях окружающей среды [1]. Более того, высокая энергия связи экситонов, дефектоустойчивость и спектрально узкополосное излучение с широкими возможностями настройки делают галогенидные перовскиты пригодными для использования в различных оптоэлектронных устройствах и для приложений фотоники. Одним из ключевых параметров во всех этих применениях является внешний квантовый выход люминесценции перовскита. Для контроля и изменения значения квантового выхода используется управление дефектами и оптимизация морфологии пленки, однако эти методы осуществимы только на стадии изготовления пленки перовскита и не позволяют изменять в динамике квантовый выход излучения. Одним из возможных способов решения этой проблемы может быть использование материала с фазовой памятью как активный дополнительный подслои.

В данной работе мы демонстрируем полностью оптическое обратимое переключение интенсивности люминесценции перовскита за счет изменения фазы материала с фазовой памятью. Мы используем один из самых известных и широко используемых материалов с фазовой памятью, а именно композит из $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (далее GST). GST обладает высоким контрастом диэлектрической проницаемости между аморфной и кристаллической фазами, высокой стабильностью и скоростью переключения.

Для создания экспериментальных образцов на сапфировую подложку был нанесен слой GST в аморфном состоянии толщиной 50 нм. Далее на GST методом центрифугирования наносился тонкий слой галогенидного перовскита CsPbBr_2X , где X был Cl, Br, I, толщиной 60 нм. После создания структур часть пленки GST была переведена в кристаллическую фазу с помощью фс лазера с длиной волны 800 нм. Далее были проведены микроспектрометрические измерения фотолюминесценции перовскита расположенного на разных фазах GST. Результаты измерения показали увеличение интенсивности люминесценции перовскита на 40% по сравнению с перовскитом, расположенным на аморфной фазе GST [2].

Работа выполнена при поддержке программы «Приоритет 2030».

Список литературы

1. B. R. Sutherland, E. H. Sargent Perovskite photonic sources //Nature Photonics, vol. 10 (5) pp 295-30, 2016
2. O. M. Kushchenko, M. V. Rybin, D. S. Gets et al. All optically switchable active photonics based on the halide perovskite GST platform //Laser & Photonics Reviews, vol 17 (8) pp. 2200836, 2023

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОИЗВОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ГАРМОНИК ВЫСОКОГО ПОРЯДКА В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОГО И КВАЗИ-ФАЗОВОГО СОГЛАСОВАНИЯ

С.Ю. Стремоухов

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1, стр.2
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Российская Федерация, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1
E-mail: sustrem@gmail.com*

Представлены результаты теоретического исследования нелинейно-оптического преобразования интенсивного многокомпонентного произвольно-поляризованного излучения ближнего и среднего инфракрасного диапазонов в область ультрафиолетового и мягкого рентгеновского спектров за счет генерации гармоник высокого порядка. Обсуждаются результаты численного моделирования отклика протяженных газовых сред на воздействие двухчастотных фемтосекундных лазерных импульсов (в условиях фазового и квази-фазового согласования). Предложены новые методы управления эффективностью и поляризационными свойствами генерируемых гармоник высокого порядка.

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) в средах при воздействии интенсивного лазерного излучения - одно из наиболее активно исследуемых нелинейно-оптических явлений. К настоящему времени развито значительное количество методов управления интенсивностью, эллиптичностью и шириной спектра генерируемого излучения. Вместе с тем, продолжается поиск новых способов повышения эффективности генерации гармоник и управления их поляризационными свойствами [1]. Это связано как с все еще невысокой эффективностью генерации излучения, так и с развитием новых лазерных источников, в первую очередь, среднего инфракрасного диапазона [2], которое позволяет получить дополнительные способы управления характеристиками генерируемого излучения. Развитие методов генерации интенсивных гармоник с управляемыми поляризационными характеристиками в широком спектральном диапазоне позволит не только создать компактный мультиспектральный источник когерентного излучения, но и использовать генерируемое излучение в качестве затравочного для улучшения как энергетических, так и когерентных свойств излучения, генерируемого лазерами на свободных электронах [3], а также создавать импульсы аттосекундной длительности [4].

Развитие методов управления характеристиками ГГВП ведется как на микроскопическом (атомарном) [5], так и на макроскопическом уровне описания задачи [6]. При этом, рассматриваются различные методы фазового и квази-фазового согласования при распространении лазерного излучения в среде [7]. В рамках проведенных исследований используется единый теоретический подход к описанию явления ГГВП, который учитывает динамику изменения населенностей уровней дискретного и непрерывного спектров атомов, распределенных в среде, при их взаимодействии с интенсивными лазерными полями, параметры которых зависят от положения атомов в среде за счет эффектов распространения лазерного излучения. Описание отклика одиночного атома на воздействие лазерных полей реализуется с помощью уникального непертурбативного теоретического подхода [8]. Он основан на использовании точных решений краевой задачи «об атоме в поле» при разложении волновой функции уравнения Шредингера, описывающего взаимодействие одиночного атома с электромагнитным полем в дорелятивистском приближении. Использование точных решений краевой задачи «об атоме в поле» позволяет учесть трансформацию симметрии задачи взаимодействия электрона, находящегося в сферически симметричном кулоновском потенциале, с лазерным полем, напряженность электрической компоненты которого становится соразмерной с внутриатомной.

Отклик протяженной среды моделируется в рамках интерференционной модели [9]. Она позволяет описывать отклик газовой (плазменной) среды, учитывая, как неко-

торые особенности распространения излучения в среде (в первую очередь, связанные с дисперсией среды), так и рассчитанные с помощью непертурбативной теории отклики одиночных атомов, расположенных в среде и взаимодействующих с лазерными полями, параметры которых, в общем случае, зависят от координат атомов. Это позволяет проследивать модификации фотоэмиссионных спектров при распространении лазерного излучения в среде, учитывая особенности спектров откликов одиночных атомов. Вместе с тем, интерференционная модель может служить альтернативой моделям сред, которые используют тензоры нелинейной восприимчивости среды, определенных, как правило, феноменологически.

С использованием непертурбативной теории и интерференционной модели проведена серия численных исследований эффектов, связанных с генерацией когерентного излучения при воздействии интенсивного лазерного излучения на среды, представляющие собой как одиночную газовую струю (для изучения эффектов фазового согласования), так и набор газовых струй, разделенных газовыми промежутками (для изучения особенностей квази-фазового согласования). Недавно нами было представлено исследование влияния параметров взаимодействия (параметров среды и длины волны лазерного излучения) на эффективность ГГВП [10-11]. В настоящих исследованиях акцент был сделан на изучение поляризационных характеристик генерируемых гармоник при вариации параметров излучения. Основные результаты проведенных исследований представлены и обсуждаются в рамках настоящей работы. В частности, мы показали, что вариация начальной временной задержки между импульсами позволяет эффективно управлять величиной эллиптичности гармоник, генерируемых в условиях квази-фазового согласования.

Проведенный цикл исследований открывает широкие перспективы для использования эффекта ГГВП при создании компактных мультиспектральных источников когерентного произвольно поляризованного излучения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00188, <https://rscf.ru/project/24-22-00188/>.

Список литературы

1. E. Appi, R. Weissenbilder, B. Nagyillés, et al. Two phase-matching regimes in high-order harmonic generation // *Opt. Express*, vol. 31, pp.31687-31697, 2023.
2. A.Pushkin, F.Potemkin Refining the Performance of mid-IR CPA Laser Systems Based on Fe-Doped Chalcogenides for Nonlinear Photonics // *Photonics*. V.10, №1375, 2023.
3. G.Lambert, T.Hara, D.Garzella, et al. Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light // *Nat. Phys.* V. 4. P. 296–300, 2008.
4. P.Corkum, F.Krausz. Attosecond science// *Nat. Phys.*, V.3, pp.381, 2007.
5. S. Yu. Stremoukhov. Non-Perturbative Theory of Atomic Systems Interaction with Intense Laser Fields // *Bull. Rus. Acad. Sc.: Phys.*, Vol. 88, No. 1, pp. 38–43, 2024.
6. R.Weissenbilder, S. Carlström, L. Rego et al. How to optimize high-order harmonic generation in gases // *Nat. Rev. Phys.*, vol. 4, pp. 713–722, 2022.
7. L.Hareli, G.Shoulga, A. Bahabad. Phase matching and quasi-phase matching of high-order harmonic generation-a tutorial// *J.Phys.B: At.Mol.Opt.Phys.* v. 53, № 233001, 2020.
8. A.V.Andreev, S.Yu.Stremoukhov, O.A. Shoutova. Light-induced anisotropy of atomic response: prospects for emission spectrum control // *Eur. Phys. J. D.*. V.66 p.16, 2012
9. S.Yu. Stremoukhov, A.V. Andreev. Quantum-mechanical elaboration for the description of low- and high-order harmonics generated by extended gas media: prospects to the efficiency enhancement in spatially modulated media // *Las. Phys.* V. 28, P. 035403, 2018.
10. S. Yu Stremoukhov. Quasi-phase matching of high harmonics driven by mid-IR: toward the efficiency drop compensation // *J. Opt. Soc. Am. B*, V. 39, pp. 1203-1208, 2022.
11. S. Stremoukhov. Role of Gas Pressure in Quasi-Phase Matching in High Harmonics Driven by Two-Color Laser Field”, *Atoms*, V. 11, №103, 2023.

ОДНОМЕРНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ ИЗБЫТОЧНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ДЛИНЫ

С. Е. Свяховский*, П. С. Емельянцев, Л. Г. Кузнецов,
В. И. Позднякова, А. Р. Помозов, Н. И. Пышков

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

*E-mail: sse@shg.ru

Фотонные кристаллы с избыточной оптической длиной позволяют расширить многообразие оптических эффектов, наблюдаемых в одномерных брэгговских многослойных структурах. Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований одномерных многослойных диэлектрических фотонных структур.

Фотонные кристаллы (ФК) – периодические оптические среды, период которых близок к длине волны видимого света, что позволяет эффективно управлять световым излучением за счет интерференции и модификации плотности фотонных состояний.

Как правило, ФК имеют суммарную длину в несколько периодов, что соответствует дистанции затухания волн, распространение которых запрещено в пределах фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ), что определяет минимально необходимую длину структуры. Недавние успехи в изготовлении ФК [1] позволили создать структуры, суммарная длина которых в сотни раз превосходит минимально необходимую. Такая избыточная длина обеспечивает значительные возможности расширить круг оптических эффектов, наблюдаемых в одномерных ФК.

Первая возможность – медленная модуляция спектрального положения ФЗЗ в пространстве с длиной структуры. Предлагаемый метод известен по чирпированным зеркалам, однако не ограничивается ими. Медленная модуляция положения ФЗЗ позволяет изготовить компактные оптические элементы, управляющие и преобразовывающие фемтосекундные импульсы за счет нелинейного чирпа, а также оптические спектрометры и генераторы последовательностей импульсов с заданными параметрами.

Вторая возможность – объединение нескольких периодических ФК-решеток в одном кристалле путем суммирования пространственных гармоник. Благодаря многократной избыточности ФК, метод дает возможность суммировать сотни гармоник в рамках одной структуры. При помощи этого подхода была показана возможность решения обратной задачи построения структуры ФК по его оптическому отклику по амплитуде [2], фазе, коэффициенту отражения, их частотному и угловому спектру. Была продемонстрирована возможность оптического кодирования информации и записи информационных последовательностей в спектральный отклик фотонных кристаллов.

Экспериментальное исследование избыточных ФК выполнено при помощи метода электрохимического травления кремния, благодаря которому можно создавать одномерные структуры с произвольным показателем преломления в диапазоне 1.14-1.22 с точностью до 10 нм. Пористая структура дает возможность заполнения образцов функциональными материалами: флуоресцентными красителями, квантовыми точками и пр.

Исследование поддержано грантом РФФ №24-72-10081.

Список литературы

1. Svyakhovskiy S. E., Maydykovsky A. I., Murzina T. V. Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods // *Journal of Applied Physics*. — 2012. — Vol. 112, no. 1. — P. 013106.

2. Емельянцев П. С., Пышков Н. И., Свяховский С. Е. Построение структуры одномерного фотонного кристалла по заданному спектру коэффициента отражения // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2023. – Т. 117. – №. 11. – С. 826-831.

ПАССИВНЫЕ РЕЗОНАТОРНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ГИРОСКОПЫ

В. Ю. Венедиктов, Ю.В. Филатов, Е. В. Шалымов

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
«ЛЭТИ им.В.И.Ульянова (Ленина)»
ул. Профессора Попова, дом 5 литера Ф, Санкт-Петербург, Россия, 197022
E-mail: vlad.venediktov@mail.ru

Дан обзор современного состояния оптических гироскопов, основанных на использовании эффекта Саньяка в пассивных (пустых) кольцевых резонаторах. Представлены основные подходы к построению чувствительных элементов (резонаторов) и к организации измерений спектра собственных частот резонатора в условиях его вращения. Рассмотрены последние достижения российских ученых в данной области.

Малогабаритные, легкие и сравнительно недорогие оптические гироскопы на основе пассивных кольцевых резонаторов [1] являются наиболее перспективным решением для построения навигационных систем для автомобильной промышленности, индустрии малых дронов, систем индивидуальной безопасности и т.п. Ключевым чувствительным элементом таких систем являются одномодовые кольцевые резонаторы, реализуемые в виде волоконно-оптической петли, интегрально-оптических волноводов, фотонных световодов и т.п., или, как альтернатива, конфокальные кольцевые резонаторы или же резонаторы мод шепчущей галереи.

Если такой резонатор вращается относительно инерциальной системы отсчета, то по отношению к такой системе отсчета спектр собственных частот резонатора для световых волн, распространяющихся по часовой стрелке и наоборот, расщепляется вследствие эффекта Саньяка. Величина расщепления пропорциональна скорости вращения; соответственно, измерение этой величины дает возможность измерить угловую скорость. Для этого используется излучение источника света, расположенного вне резонатора.

В настоящее время развиваются как оптические гироскопы, в которых такое измерение производится традиционными интерферометрическими методами с помощью сканирования тем или иным способом частоты излучения от внешнего источника, так и схемы, в которых для этого используются источники немонохроматического излучения (см., например, [2]), интерферометр Маха-Цендера [3] или схемы с т.н. нарушением РТ-симметрии. В рамках сотрудничества СПбГЭТУ «ЛЭТИ» и нашего промышленного партнера, Пермской научно-производственной приборостроительной компании эти подходы были недавно реализованы в экспериментах [2,3].

Исследование поддержано РФФ №20-19-00460.

Список литературы

1. Венедиктов В. Ю., Филатов Ю. В., Шалымов Е. В. Современное состояние оптических резонаторных гироскопов // Гироскопия и навигация. Том 31. №1 (120), 2023. С. 45-57.
2. Ovchinnikov K.A., Gilev D.G., Krishtop V.V., Volyntsev A.B., Maximenko V.A., Garkushin A.A., Filatov Yu.V., Kukaev A.S., Sevryugin A.A., Shalymov E.V., Venediktov V.Yu.. A Prototype for a Passive Resonant Interferometric Fiber Optic Gyroscope with a 3×3 Directional Coupler. Sensors. 2023; 23(3):1319. <https://doi.org/10.3390/s23031319> .
3. Filatov Yu.V., Gilev D.G., Goncharova P.S., Krishtop V.V., Kukaev A.S., Ovchinnikov K.A., Sevryugin A.A., Shalymov E.V., Venediktov V.Yu. Experimental Investigation of an Optical Resonator Gyroscope with a Mach–Zehnder Modulator and Its Sensitive Elements. Photonics. 2023; 10(1):4. <https://doi.org/10.3390/photonics10010004> .

КВАЗИВЫРОЖДЕННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А. А. Акимов*, В. В. Ивахник, К.Г. Казакова

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева
443086, Российская Федерация, Самара, ул. Московское шоссе, д. 34

*E-mail: alexakimov50@mail.ru

Исследованы эффективность и качество обращения волнового фронта при квазивырожденном четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности в схеме с обратной связью. Установлено, что с увеличением интенсивности волн накачки наблюдается рост амплитудного коэффициента отражения и полусирипы полосы пространственных частот объектной волны при наличии обратной связи.

Наряду с исследованиями характеристик вырожденного четырехволнового преобразователя излучения, существует целый ряд работ, в которых анализируются амплитудные и пространственные характеристики квазивырожденного четырехволнового преобразователя излучения [1, 2]. Квазивырожденный четырехволновой преобразователь позволяет получить волну с обращённым волновым фронтом с одновременным переводом излучения с одной частоты на другую. Как и для вырожденных четырехволновых преобразователей излучения одним из способов повышения эффективности квазивырожденных четырехволновых преобразователей является наложение резонаторной обратной связи на взаимодействующие волны [3].

В настоящей работе исследуется эффективность и качество обращения волнового фронта при квазивырожденном четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности с учетом обратной связи, реализуемой с помощью кольцевого резонатора, на сигнальную или объектную волны.

В работе рассматривался процесс квазивырожденного четырехволнового взаимодействия $\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_2$ в среде с тепловой нелинейностью толщиной l . Кольцевой резонатор состоял из зеркала связи и двух сферических зеркал (рис. 1). Сигнальная волна заводилась внутрь резонатора через зеркало связи с коэффициентом отражения r_1 . Сферические зеркала с коэффициентом отражения r_2 осуществляли перенос пространственного распределения поля с передней грани нелинейного слоя на плоскость, расположенную на расстоянии L от задней грани нелинейного слоя.

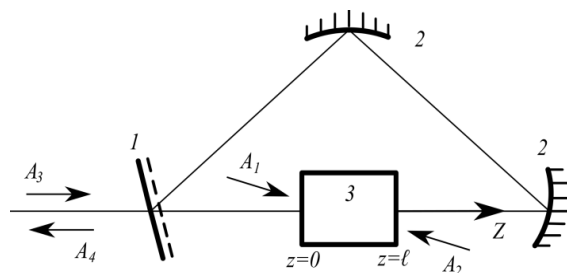


Рис. 1. Схема четырехволнового взаимодействия с обратной связью: 1 - зеркало связи, 2 - сферические зеркала, 3 - нелинейная среда

Квазивырожденное четырехволновое взаимодействие описывалось с помощью стационарного волнового уравнения и уравнения Пуассона. Волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 считались плоскими. Сигнальная и объектная волны с комплексными амплитудами A_3 и A_4 раскладывались по плоским волнам. Использовались приближение заданного поля по волнам накачки, приближение медленно меняющихся амплитуд и параксиальное приближение. Учитывались динамические решетки показателя преломления, возникающие при интерференции первой волны накачки и сигнальной волны, при интерференции объектной волны и второй волны накачки, самодифракция волн накачки в сигнальную и объектную волны.

С учетом сделанных приближений получена система связанных дифференциальных уравнений для пространственных спектров сигнальной ($A_3^0(\kappa, z)$) и объектной ($A_4^0(\kappa, z)$) волн. Система дифференциальных уравнений дополнялась соответствующими граничными условиями при наличии обратной связи

на объектную волну

$$\begin{aligned} A_3^0(\kappa, z=0) &= A_{30}^0(\kappa), \\ A_4^0(\kappa, z=1) &= A_4^0(\kappa, z=0) \sqrt{r_1 r_2} \exp\left(-i\Delta_2 + i \frac{\kappa^2}{2k_2} L\right); \end{aligned} \quad (1)$$

на сигнальную волну

$$\begin{aligned} A_3^0(\kappa, z=0) &= \sqrt{1-r_1} A_{30}^0(\kappa) + \sqrt{r_1 r_2} A_3^0(\kappa, z=1) \exp\left(-i\Delta_1 + i \frac{\kappa^2}{2k_1} L\right), \\ A_4^0(\kappa, z=1) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $A_{30}^0(\kappa)$ – пространственный спектр сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя в отсутствие кольцевого резонатора, κ – пространственная частота, $k_{1,2}$ – волновое число, $\Delta_{1,2}$ – постоянный фазовый набег.

Система связанных дифференциальных уравнений с учетом граничных условий анализировалась численным методом на основе многократного прохождения сигнальной и объектной волн через нелинейный слой в кольцевом резонаторе. Анализ амплитудных и пространственных характеристик квазивырожденного четырехволнового преобразователя излучения проводился при условии компенсации фазового набега, возникающего при распространении волн накачки.

С ростом пространственной частоты модуль пространственного спектра объектной волны на передней грани нелинейного слоя монотонно уменьшался. Для характеристики качества обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии вводилась полуширина полосы пространственных частот объектной волны ($\Delta\kappa$), определяемая из выражения

$$\left| A_4^0(\kappa = \Delta\kappa, z=0) \right| = \frac{1}{2} \left| A_4^0(\kappa = 0, z=0) \right|. \quad (3)$$

Построены зависимости амплитудного коэффициента отражения и полуширины полосы пространственных частот объектной волны от интенсивности волн накачки, отношения между волновыми числами волн накачки при наличии обратной связи на объектную или сигнальную волны. С ростом интенсивности волн накачки амплитудный коэффициент отражения и полуширина полосы пространственных частот объектной волны возрастают как при наличии обратной связи по сигнальной волне, так и при наличии обратной связи по объектной волне. Отличие в коэффициентах отражения четырехволнового преобразователя излучения при наличии обратной связи и при ее отсутствии с увеличением интенсивности волны накачки уменьшается.

Список литературы

1. В.В. Ивахник. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии / Самара: Самарский университет, 246 с., 2010.
2. В.Г. Дмитриев. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта / М.: Физматлит, 256 с., 2003.
3. А.Л. Толстик, Д.В. Горбач, О. Ормачеа, О.Г. Романов. Частотное преобразование световых полей методами динамической голографии // Вестник БГУ. Сер. 1, 2011. № 1. С. 17-25.

УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 945 НМ В МАТЕРИАЛЕ С КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

С. В. Алексеев^{1*}, Я. В. Грудцын², А. В. Корибуг², В. Ф. Лосев¹, В. И. Яловой²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники
СО РАН

634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, 2/3

*E-mail: alekseev10100@gmail.com

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН

119991, Российская Федерация, ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53

Экспериментально и теоретически исследуются условия уширения спектра 60 фс импульса излучения на центральной длине волны 945 нм в пластинах из стекла или плавленного кварца за счёт фазовой самомодуляции. Исследования проводились при интенсивности излучения от 40 до 400 ГВт/см² и толщине материала от 2 до 10 см. Описываются условия экспериментов и расчётная модель, основанная на решении системы нелинейных уравнений Шрёдингера в приближении медленно меняющейся волны. Оценивается возможность сжатия импульса излучения с уширенным спектром при компенсации квадратичной нелинейной фазы. Показывается, что при четырёхкратном уширении спектра удастся сократить спектрально ограниченную длительность импульса не более двух раз.

Лазерная система THL-100 является одной из самых мощных систем видимого диапазона спектра (475 нм) [1, 2]. Перспективным путем повышения её мощности является сокращение длительности выходного импульса излучения газового усилителя на молекулах XeF(C-A) при сохранении его энергии. Для этого необходимо увеличить спектральную ширину импульса излучения второй гармоники (ВГ), а активная среда на молекулах XeF(C-A) имеет широкий контур усиления и теоретически позволяет усиливать импульс излучения с длительностью до 10 фс. Ранее мы сокращали длительность импульса ВГ при её генерации в нелинейном кристалле КДП [3]. В настоящей работе изучается возможность сокращения длительности импульса излучения основной гармоники, поскольку это приведет и к сокращению длительности импульса ВГ.

Поскольку Ti:Sa фемтосекундный комплекс работает на краю контура усиления (940-950 нм), то он не позволяет формировать импульс короче 60 фс. Для сокращения спектрально ограниченной длительности импульса излучения требуется увеличить ширину её спектрального контура каким-то искусственным методом. Нами в экспериментах использовался метод уширения за счёт фазовой самомодуляции в пластинах из стекла или плавленного кварца.

Целью настоящей работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование возможности уширения спектра на центральной длине волны 945 нм для сокращения длительности импульса. Энергия излучения изменялась от 4 до 8 мДж. Показано, что с изменением интенсивности излучения от 40 до 80 ГВт/см² и толщины стекла от 1 до 6.5 см ширина спектра изменяется от начальной 28 нм до 50 нм.

В расчётах использовалась модель, позволяющая учитывать влияние фазовой самомодуляции, дисперсии групповых скоростей и нелинейного отклика, нелинейного поглощения, плазмообразования и пространственных эффектов, связанных с самофокусировкой излучения. Модель основана на решении системы нелинейных уравнений Шрёдингера в приближении медленно меняющейся волны [4] в цилиндрической системе координат. Для численного решения нелинейного уравнения Шрёдингера используется консервативная разностная схема со вторым порядком аппроксимации как по пространственной координате, так и по временной [5]. Как показывают расчёты, спектр импульса может уширяться значительно (в 5 раз и более), но это не приводит к такому же сокращению минимальной длительности при компенсации только дисперсии второго порядка из-за нелинейного характера фазы и пространственной неоднородности

уширения, неизбежной для гауссового профиля пучка. В расчёте сжатие моделировалось распространением импульса в среде с отрицательной дисперсией.

В целом можно отметить, что численный расчёт завышает спектральное уширение, так как в используемой радиально-симметричной модели нельзя учесть влияние мелкомасштабной самофокусировки, чьё влияние растёт с увеличением толщины образца и интенсивностью излучения.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FWRM-2021-0014).

Список литературы

1. S.V. Alekseev, A.I. Aristov, N.G. Ivanov, et.al. Multiterawatt femtosecond laser system in the visible with photochemically driven XeF(C-A) boosting amplifier // *Laser and Particle Beams*, vol. 31(01), pp. 17 – 21, 2013.

2. S.V. Alekseev, N.G. Ivanov, V.F. Losev, et.al. Attainment of a 40 TW peak output power with a visible-range hybrid femtosecond laser system // *Quantum Electronics*, vol. 49(10), pp. 901–904, 2019.

3. S.V. Alekseev, V.F. Losev, V.I. Trunov, S.A. Frolov Shortening of femtosecond pulse duration during second harmonic generation // *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics*, vol. 15(6), pp. 703–709, 2022.

4. T. Brabec, F. Krausz Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // *Physical Review Letters*, vol. 78(17), p.3282, 1997.

5. В.А. Трофимов Инварианты нелинейного распространения фемтосекундных импульсов // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*, Т. 42(4), С. 369-372, 1999

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК ДЛЯ ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

К. А. Бузаверов^{1,2*}, А. С. Бабури^{1,2}, Е. В. Сергеев^{1,2}, С. С. Авдеев^{1,2}, Е. С. Лотков^{1,2},
С. В. Букатин², И. А. Степанов², А. Б. Крамаренко², А. Ш. Амирасланов², И. А. Рыжиков^{2,3},
И. А. Родионов^{1,2}

¹Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова», 127055, Российская Федерация, Москва, ул. Суцеевская, д. 22

*E-mail: kirillbuz@bmstu.ru

²Научно-образовательный центр «Функциональные Микро/Наносистемы», Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, 105005, Российская Федерация, Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН)», 125412, Российская Федерация, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 6

В работе представлены результаты моделирования и измерения потерь оптического излучения в дифракционных решетках и волноводах из нитрида кремния для телекоммуникационного диапазона. Рассмотрены основные методы оптимизации конструкций дифракционных решеток для снижения потерь. В результате моделирования были получены значения периода и коэффициента заполнения дифракционной решетки, обеспечивающие расчетные потери на ввод менее 5,1 дБ. Предложена и разработана технология изготовления дифракционных решеток из нитрида кремния с алюминиевым зеркалом и многослойным отражателем $\text{SiO}_2/\text{a-Si}$ с потенциалом уменьшения потерь на ввод до 1,5 дБ. Измеренные потери на ввод составили менее 5,8 дБ для решеток при сохранении низких потерь на распространение в волноводах менее 0,1 дБ/см и разбросом измеренных значений потерь на ввод менее 0,5 дБ по чипу размером $25 \times 25 \text{ мм}^2$.

Создание устройств для обработки и передачи данных на базе интегральной фотоники требует разработки эффективных методов ввода излучения из оптического волокна или волоконных сборок в волноводы фотонных интегральных схем. Наиболее распространенными элементами оптического ввода являются торцевые (тейперы) или вертикальные (дифракционные решетки) структуры. По сравнению с торцевым вводом, вертикальный ввод излучения обладает более низкой эффективностью, но позволяет существенно снизить сложность технологии изготовления, а также обеспечить быстрое тестирование большого количества устройств [1]. Дифракционные решетки также являются перспективным элементом для оптических фазированных излучателей, используемых для управления лучом в лидарах следующего поколения и биофотонных устройствах [2].

В данной работе рассмотрены основные типы конструкций дифракционных решеток из нитрида кремния для увеличения эффективности ввода излучения в телекоммуникационном диапазоне. Наиболее перспективным направлением повышения эффективности является формирование дополнительных элементов, таких как металлическое зеркало [3], распределенный брэгговский отражатель [4] и двойная решетка [5]. Было проведено моделирование конструкции решеток для толщины слоя нитрида кремния 220 нм и угла ввода 8° . Определены геометрические параметры, обеспечивающие потери на ввод менее 5,1 дБ, дополнительно предложен метод уменьшения потерь до 1,5 дБ с использованием дублирующей решетки в SiO_2 и многослойного отражателя a-Si/SiO_2 (рис. 1).

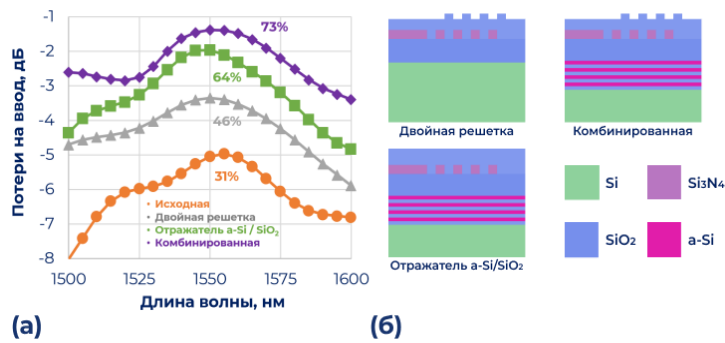


Рис. 1. (а) Результаты моделирования потерь на ввод в спроектированных дифракционных решетках в зависимости от длины волны. (б) Схематичное изображение конструкции спроектированных решеток.

Разработана технология изготовления фотонных интегральных схем на нитриде кремния, включающая в себя этапы синтеза оптических слоев, а также прецизионные процессы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления, обеспечивающие шероховатость боковых стенок структур менее 1 нм [6]. Предложены маршруты изготовления решеток с распределенным брэгговским отражателем a-Si/SiO₂ и дублирующей решеткой в SiO₂. Разработана методика измерений потерь на базе фотонной зондовой станции. Экспериментально получены потери на ввод менее 5,8 дБ при сохранении низких потерь на распространение в волноводах менее 0,1 дБ/см на длине волны 1550 нм (рис. 2).

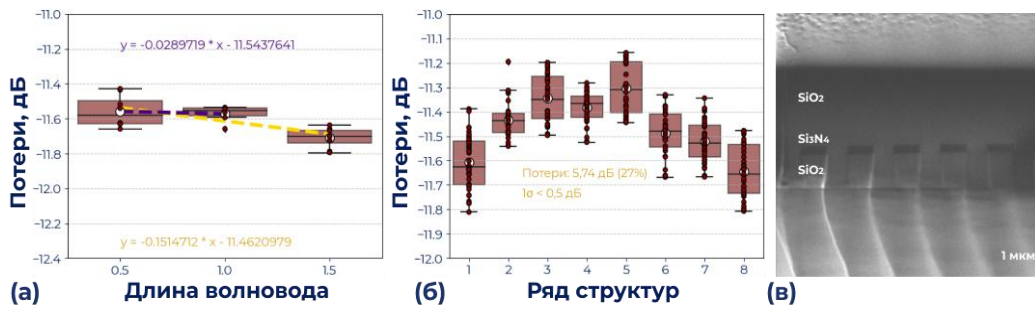


Рис. 2. (а) Измерение потерь на распространение и ввод в тестовой фотонной интегральной схеме. (б) Измерение равномерности потерь на ввод на тестовой фотонной интегральной схеме. (в) СЭМ-снимок изготовленных дифракционных решеток

Работа выполнена в научно-образовательном центре «Функциональные Микро/Наносистемы» МГТУ им. Н.Э. Баумана с использованием оборудования ЦКП (ID 74300).

Список литературы

1. L. Cheng, S. Mao, Z. Li, et al. Grating Couplers on Silicon Photonics: Design Principles, Emerging Trends and Practical Issues // *Micromachines*, vol. 11, 666, 2020.
2. J.K. Poon, A. Govdeli, A. Sharma, et al. Silicon photonics for the visible and near-infrared spectrum // *Advances in Optics and Photonics*, vol. 16, 1-59, 2024.
3. E. Lomonte, M. Stappers, L. Krämer, et al. Scalable and efficient grating couplers on low-index photonic platforms enabled by cryogenic deep silicon etching // *Scientific Reports*, vol. 14, 4256, 2024.
4. P. Rawat, S. Nambiar, P. Venkatachalam, et al. Embedded silicon gratings for high-efficiency light-chip coupling to thin film silicon nitride waveguides // *Optics Express*, vol. 31, 29392-29402, 2023.
5. P. Xu, Y. Zhang, Z. Shao, et al. High-efficiency wideband SiNx-on-SOI grating coupler with low fabrication complexity // *Optics Letters*, vol. 42, 3391-3394, 2017.
6. K.A. Buzaverov, A.S. Baburin, E.V. Sergeev, et al. Low-loss silicon nitride photonic ICs for near-infrared wavelength bandwidth // *Optics Express*, vol. 31, 16227-16242, 2023.

ЭФФЕКТЫ МАГНИТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ УРОВНЕЙ В СПЕКТРАХ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЭМ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ВЫРОЖДЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ

А. А. Черненко

*Институт физики полупроводников СО РАН,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, д.13
E-mail: chernen@isp.nsc.ru*

Исследуются вклады индуцированных полем ЭМ волны линейной поляризации эффектов МК уровней и её переноса с верхнего состояния на нижнее в населенности уровней и формы резонансов насыщенного поглощения на ряде вырожденных атомных переходов. Показано, что эффект МК уровней может существенным образом влиять как населенности уровней переходов, так и на форму нелинейного резонанса, в то время как вклады эффекта переноса МК оказываются не значительными.

Аналитически и численно и исследуются проявления эффектов магнитной когерентности (МК) уровней и её переноса с уровней верхнего состояния на нижнее, индуцируемых полем ЭМ волны линейной поляризации и произвольной интенсивности в атомах с вырожденной структурой уровней, в эффекте насыщения населенностей уровней и спектры резонансов насыщенного поглощения при частотном сканировании. Рассматриваются Λ -, V - типы и переходы между уровнями с полными моментами $J=1-J=1$ и $J=1-J=2$. Показано, что эффект МК уровней может проявляться в спектрах резонансов насыщенного поглощения не только, как когерентный эффект через нелинейную поляризацию на рассматриваемых переходах, но и через эффект некогерентного насыщения населенностей уровней, внося значительный вклад в изменение их населенностей (до $\sim 50\%$ от полевого вклада). Вклады эффекта переноса МК в населенности уровней и форму резонанса поглощения значительно меньше. Обнаружены различия в проявлении эффектов МК и её переноса в населенностях уровней на открытых и закрытых типах переходов. Исследованы зависимости параметров резонансов поглощения и вкладов в него формирующих процессов от характеристик и типов атомных переходов, интенсивности (параметра насыщения κ) ЭМ волны и величины магнитного поля. Характерный пример вкладов формирующих резонанс процессов показан на рис.1 для закрытого (параметр ветвления $a_0=1$) и открытых (параметры ветвления $a_0=0.9 \div 0.5$) типов переходов с моментами уровней $J=1-J=2$ при параметре насыщения $\kappa=1$. Основной вклад обусловлен некогерентным насыщением населенностей уровней перехода (штрих-пунктирные линии), вклад МК уровней (сплошные линии) составляет от $\sim 30\%$ (при $a_0=1$) до $\sim 18\%$ (при $a_0=0.5$) от вклада полевого насыщения (без учета эффекта МК). Вклад переноса МК (пунктиры) при этом значительно меньше, он меняется от $\sim 20\%$ до $\sim 6\%$ от вклада МК уровней.

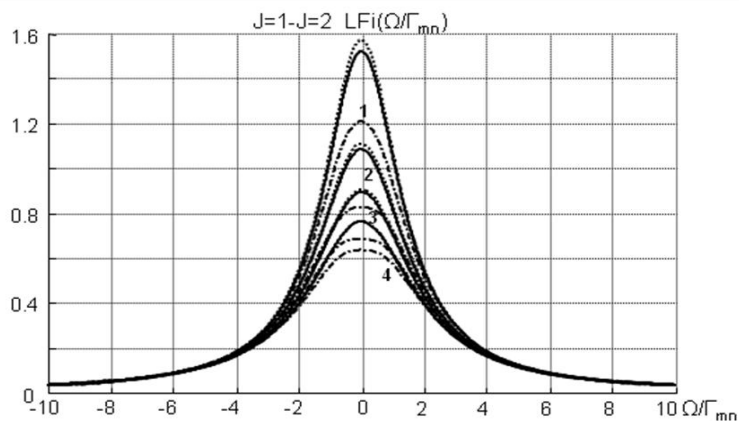


Рис.1. Формы линий поглощения на переходе с моментами уровней $J=1-J=2$ в поле волны линейной поляризации при: $\kappa=1$, $\Gamma_n/\Gamma_m=0.1$, $\Gamma_{mn}=5,5\Gamma_n$; $a_0=1$ (1), 0.9 (2), 0.8 (3), 0.5 (4). Сплошные линии – вклад МК; пунктиры – вклады МК и её переноса; штрих-пунктиры – без вкладов эффектов МК уровней.

КОГЕРЕНТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ (ЭИП) В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭМ ВОЛНЫ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ МАГНИТНОМ СКАНИРОВАНИИ НА ВЫРОЖДЕННЫХ ПЕРЕХОДАХ АТОМОВ

А. А. Черненко

*Институт физики полупроводников СО РАН,
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, д.13
E-mail: chernen@isp.nsc.ru*

Показано, что в форме линии насыщенного поглощения линейно поляризованной ЭМ волны в атомах с вырожденной структурой уровней при магнитном сканировании формируются узкие структуры – резонансы ЭИП. Исследованы зависимости параметров резонансов ЭИП от типов и характеристик атомных переходов, величины магнитного поля и интенсивности ЭМ волны. Определены вклады процессов, формирующих спектры этих резонансов.

На основе аналитических и численных решений уравнений для матрицы плотности исследуются спектры резонансов насыщенного поглощения линейно поляризованной электромагнитной (ЭМ) волны произвольной интенсивности при магнитном сканировании в атомах с вырожденной структурой уровней. Рассмотрены Λ -, V - типы переходов и переходы между уровнями с полными моментами $J=1-J=1$ и $J=1-J=2$. Установлено, что в спектрах резонансов насыщенного поглощения при магнитном сканировании вблизи нуля магнитного поля на указанных переходах атомов формируются узкие (с шириной нижнего уровня) резонансные структуры – резонансы электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). Исследованы зависимости параметров резонансов ЭИП от характеристик и типов атомных переходов, величины магнитного поля и интенсивности ЭМ волны. Определены вклады процессов, формирующих спектры резонансов ЭИП. Показано, что наряду с некогерентным эффектом насыщения населенностей уровней переходов значительный вклад в формирование резонансов ЭИП вносит эффект магнитной когерентности (МК) уровней, индуцируемый полем волны линейной поляризации. При этом вклад переноса МК с уровней верхнего состояния на нижнее существенно меньше вклада МК уровней (см. рис.1). Анализируется возможность использования резонансов ЭИП для регистрации слабых магнитных полей.

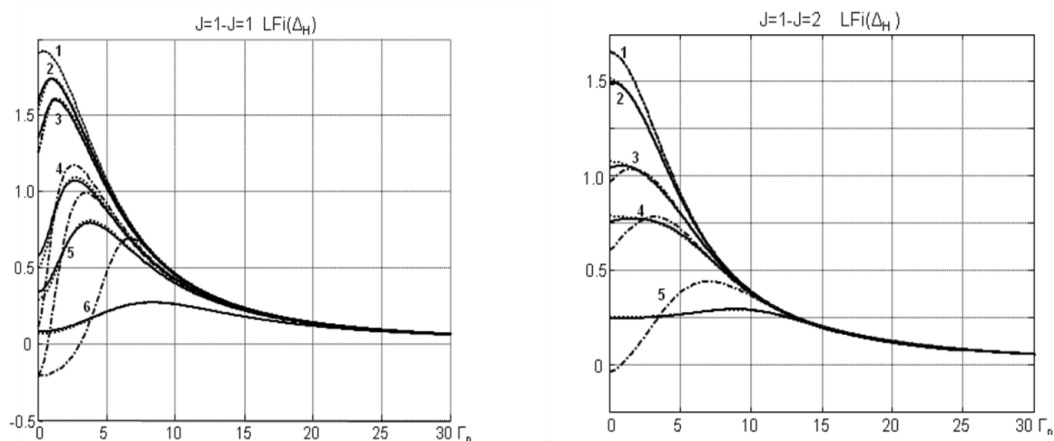


Рис.1. Формы линий поглощения при магнитном сканировании на переходах с моментами уровней $J=1-J=1$ (а) и $J=1-J=2$ (б) в поле волны линейной поляризации при: $a_0 = 1$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.1$, $\Gamma_{mn} = 5,5 \Gamma_n$; а) $\kappa = 0.01$ (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.5 (4), 1 (5); 5 (7); б) $\kappa = 0.01$ (1), 0.1 (2), 0.5 (3), 1 (4), 5 (5). Сплошные линии – вклад МК; пунктиры – вклады МК и её переноса; штрих-пунктиры – без вкладов эффектов МК уровней.

НАРУШЕНИЕ И ОБОБЩЕНИЕ ЗАКОНОВ РЭЛЕЯ И ЛАУЭ-БРЭГГА-ВУЛЬФА ДЛЯ РАССЕЯНИЯ РЭЛЕЕВСКОЙ ВОЛНЫ В ТОПОЛОГИЯХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИЗОТРОПНОГО ТВЁРДОГО ТЕЛА

В.Н. Чуков

*Институт Биохимической Физики им. Н.М. Эмануэля Российской Академии Наук
119334, Российская Федерация, Москва, ул. Косыгина, д. 4
E-mail: vchukov@mail.ru*

Из первых принципов динамической линейной теории упругости в рамках приближения Рэля-Борна теории возмущений для задачи рассеяния поверхностной акустической волны Рэля на неоднородностях изотропного твёрдого тела получены топологические законы рассеяния, нарушающие и обобщающие известные законы Рэля и Лауэ-Брэгга-Вульфа.

В рамках решения теоретической задачи рассеяния поверхностной акустической волны Рэля [1] на приповерхностных неоднородностях изотропного твёрдого тела в приближении Рэля-Борна по амплитуде неоднородностей из первых принципов динамической линейной теории упругости получены новые топологические законы рассеяния волны Рэля в рэлеевском пределе, когда длина волны много больше характерного размера неоднородной области и в противоположном коротковолновом пределе Лауэ-Брэгга-Вульфа.

Показано, что структура шероховатости и неоднородности, т.е., форм-фактор, сильно влияет на частотную зависимость интенсивности рассеянной рэлеевской волны в рэлеевском пределе, заменяя широко известный закон рэлеевского рассеяния $I \sim \omega^5$ характерный для рэлеевской волны [1], имеющей поверхностный характер, новым топологическим законом $I \sim \omega^{5+2n}$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ есть топологическая характеристика множества шероховатостей или неоднородностей плотности, имеющих разную форму, но дающих одинаковый закон рассеяния в рэлеевском пределе [2].

В коротковолновом пределе Лауэ-Брэгга-Вульфа новые топологические законы рассеяния [3,4] определяются впервые полученной аналитической формулой для интенсивности диффузного рассеяния в виде обобщённого ряда Фурье по обобщённому базису Шверда-Лауэ с коэффициентами разложения в виде амплитуд разрывов шероховатости, дающей строго периодический резонансный спектр рассеяния для произвольной хаотической решётки разрывов шероховатости вне закона Лауэ-Брэгга-Вульфа.

Полученные новые законы рассеяния задают свои определённые иерархии, т.е., топологии, неоднородностей для пределов рассеяния Рэля и Лауэ-Брэгга-Вульфа. Широко известные в литературе законы рассеяния Рэля и Лауэ-Брэгга-Вульфа содержатся в полученных топологических законах как частные случаи, соответствующие определённым частным конфигурациям неоднородностей, т.е., определённым топологическим характеристикам структур рассеивателей. Неоднородности с другими топологическими характеристиками нарушают законы Рэля и Лауэ-Брэгга-Вульфа.

Работа выполнена в рамках Госзадания НИОКТР № 122041400112-8, код темы FFZR-2022-0012.

Список литературы

1. Lord Rayleigh, The Theory of Sound, New York: Dover, 1945.
2. V.N. Chukov, Topological Laws of the Rayleigh Wave Scattering on a Statistical Inhomogeneity of Isotropic Solid in the Rayleigh Limit // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, vol. 88 (2), pp. 244–253, 2024.
3. V.N. Chukov, Structure of acoustic Lauegram on the Ewald circle of reflection for the Rayleigh wave scattering // Naucho-Tekh. Ved. St. Peterb. Gos. Politekh. Univ., Ser. Fiz.-Mat., vol. 16, (1.2), p. 557, 2023.
4. V.N. Chukov, The new laws and physical phenomena of the Rayleigh wave diffuse Scattering // Proc. III All the Russ. Acoust. Conf. St.-Petersburg, Polytech-Press, pp. 87-100, 2020. ISBN: 978-5-7422-7029-4.

СЦЕНАРИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ ОПТИЧЕСКИХ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ ПРИ ДИФРАКЦИИ НА ВИЛОЧКОВЫХ СТРУКТУРАХ

Э.Ч. Дармаев^{1,2,*}, Д.А. Иконников^{1,2}, С.А. Мысливец^{1,2}, В.Г. Архипкин^{1,2},
А.М. Вьюнышев^{1,2}

¹Сибирский федеральный университет

660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академика Киренского, д. 28

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок 50, стр. № 38

*e@darmaev.ru

Приводятся результаты исследований дифракции света на двойных вилочковых решетках, образованных комбинацией нескольких дислокаций в периодической структуре. Исследована пространственная динамика оптических вихрей с помощью моделирования и экспериментальных методов, проанализировано изменение положения сингулярностей в зависимости от различных параметров, таких как расстояние между дислокациями и азимутальный угол. Выявлены сценарии пространственной динамики оптических сингулярностей, включая бесселеподобные осцилляции интенсивности и аннигиляцию сингулярностей с противоположными зарядами. Полученные результаты, подтвержденные экспериментальными данными, расширяют понимание динамики оптических вихрей и имеют потенциальное применение в области оптических манипуляций и биовизуализации микроскопических объектов.

В настоящее время растет интерес к изучению процессов формирования структурированных волновых фронтов [1]. Различные структуры и голограммы используются для создания семейств пучков с различными пространственными, спектральными, временными и поляризационными характеристиками, включая такие явления, как идеальные кольцевые оптические пучки [2], пучки Эйри [3], Мэтью [4] и другие. Особый интерес представляют лаггер-гауссовские оптические пучки [5], характеризующиеся наличием орбитального углового момента, и куммеровские пучки [6], которые также являются примерами пучков с волновыми фронтами в форме геликоиды и фазовыми сингулярностями в их центре.

Формирование таких пучков основано на применении специальных структур, таких как спиральные фазовые пластины или периодические решетки с топологическими дефектами, включая одиночные дислокации или так называемые вилочковые решетки. Исследования дифракции света на структурах с внеосевым положением дислокаций [7] и на структурах с двумя топологическими дефектами представляют значительный научный интерес, поскольку присутствие множественных дислокаций существенно усложняет пространственную эволюцию вихревых пучков при их распространении (рис 1).

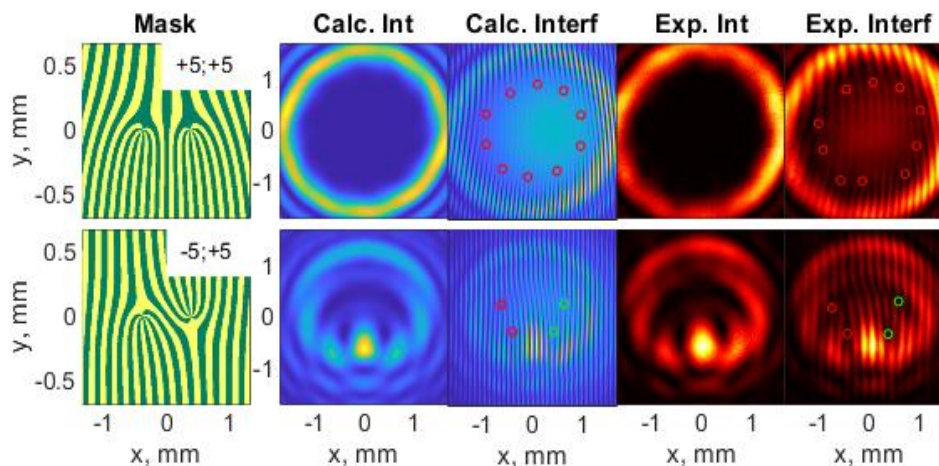


Рис. 1. Фазовые маски, расчётные и экспериментальные распределения интенсивности и интерференционные картины для двойных вилочковых структур с одинаковыми (+5,+5) и противоположными (-5,+5) топологическими зарядами

В данной работе рассматривается дифракция света на так называемых двойных вилочковых решетках, где функция пропускания формируется путем комбинирования нескольких дислокаций в периодической структуре. Исследуется пространственная динамика оптических вихрей с использованием моделирования и экспериментов, а также анализируется изменение положения сингулярностей в зависимости от расстояния между дислокациями, азимутального угла и знаков топологических зарядов. Продемонстрированы особенности, такие как бесселеподобные осцилляции интенсивности и положения сингулярностей в пределах рэлеевской длины. В отличие от оптических вихрей лаггер-гауссовских пучков [8], траектории оптических вихрей на вилочковых решетках подвержены взаимному влиянию, даже при одинаковых значениях топологических зарядов. Выявлены сценарии пространственной динамики оптических сингулярностей. В частности, обнаружено, что движение и смещение сингулярностей зависят от расстояния между дислокациями, и траектории сингулярностей различны в зависимости от их заряда. Для противоположно заряженных вихрей были выявлены различия в поведении, включая аннигиляцию для близко расположенных сингулярностей. Полученные результаты, подкрепленные экспериментальными данными, углубляют наше понимание динамики оптических вихрей и могут найти применение в области оптических манипуляций и биовизуализации микроскопических объектов.

Список литературы

1. H. Rubinsztein-Dunlop, A. Forbes, M. Berry et al., Roadmap on structured light, *J. Opt.* 19, 013001 (2017).
2. P. Vaity and L. Rusch, Perfect vortex beam: Fourier transformation of a Bessel beam, *Opt. Lett.* 40, 597 (2015).
3. N. K. Efremidis, Z. Chen, M. Segev, and D. N. Christodoulides, Airy beams and accelerating waves: an overview of recent advances, *Optica* 6, 686 (2019).
4. X. Li, Z. Ren, F. Xu, L. Song, X. Lv, Y. Qian, and P. Yu, Generation of perfect helical Mathieu vortex beams, *Opt. Express* 29, 32439 (2021).
5. A. M. Yao and M. J. Padgett, Orbital angular momentum: origins, behavior and applications, *Adv. Opt. Photon.* 3, 161 (2011).
6. A. Bekshaev and A. Karamoch, Displacements and deformations of a vortex light beam produced by the diffraction grating with embedded phase singularity, *Opt. Commun.* 281, 3597 (2008).
7. V. Kotlyar, A. Kovalev, A. Porfirev, and E. Kozlova, Orbital angular momentum of a laser beam behind an off-axis spiral phase plate, *Opt. Lett.* 44, 3673 (2019).
8. G. Indebetouw, Optical vortices and their propagation, *J. Mod. Opt.* 40, 73–87 (1993).

МИКРОСКОПИЯ НА ОСНОВЕ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Н. Н. Давлетшин^{1,2*}, А. М. Вьюнышев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КИЦ СО РАН

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок 50, стр. № 38

²Сибирский федеральный университет

660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академика Киренского, д. 28

*E-mail: kdavletshin@iph.krasn.ru

Рассматривается возможность применения метода фантомных изображений в схеме оптической микроскопии. Создана экспериментальная установка для сравнительного исследований оптической и фантомной микроскопии. Произведена оценка качества полученных фантомных изображений микрообъекта в сравнении с изображениями объекта, полученными с помощью оптической микроскопии.

На сегодняшний день оптическая микроскопия играет ключевую роль в современных биологических исследованиях, предоставляя возможность изучать морфологию и физиологию клеток. Методы оптической микроскопии постоянно совершенствуются [1], обеспечивая всё более высокую разрешающую способность, чувствительность и селективность, что находит широкое применение в различных областях науки и клинических методах анализа. Современными методами исследования биологических объектов являются флуоресцентные методы микроскопического анализа, такие как лазерная сканирующая конфокальная флуоресцентная и мультифотонная микроскопия. В тоже время развиваются новые подходы на основе структурированных световых полей, голографии и другие.

В настоящей работе сообщаются результаты оптической микроскопии на основе принципа фантомных изображений. Метод фантомных изображений основан на восстановлении функции пространственной корреляции двух световых полей, интенсивность и фаза которых случайно распределены по кадру [2]. Для реализации данного метода объект визуализации помещается в объектный канал, а проходящий через него свет от псевдотеплового источника регистрируется интегральным детектором. Вспомогательное световое поле используется для регистрации пространственного распределения интенсивности света в плоскости объекта с помощью пространственно-разрешающего детектора (рис. 1 (а)). Качество восстанавливаемого изображения методом фантомных изображений зависит от количества реализаций распределения интенсивности светового поля, освещающего объект. Конечный результат рассчитывается по формуле

$$G(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (B_n^O - \langle B \rangle) I_n^R(x, y), \quad (1)$$

где N – общее количество реализаций; n – текущая реализация; B_n^O – значение интегрального сигнала n -ой реализации в объектном канале; $\langle B \rangle$ – среднее значение интегрального сигнала по N реализациям; $I_n^R(x, y)$ – распределение интенсивности, полученное со вспомогательного канала для n -ой реализации.

Применение метода вычислительных фантомных изображений (с использованием только интегрального детектора) в микроскопии позволяет восстановить изображения микрообъекта в двух пространственно-разнесенных плоскостях без проведения манипуляций над системой [3]. На основе принципа классических фантомных изображений, где в качестве источника применяется псевдотепловой свет (рис. 1 (а)) нами создана экспериментальная установка для реализации фантомной микроскопии (рис. 1 (б)).

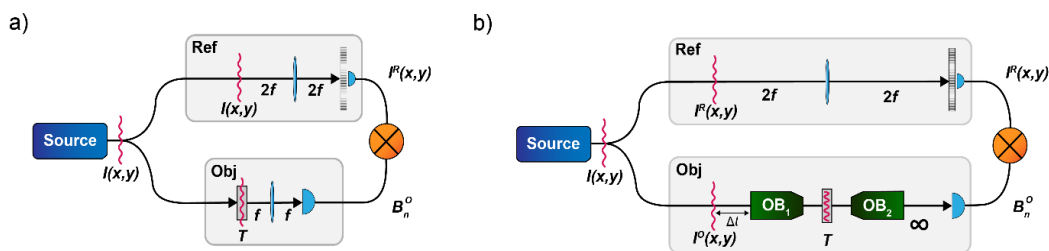


Рис. 1. Функциональная блок-схема техники фантомных изображений (а);

В объектном канале располагалась система из двух объективов. Сигналы из объектного и вспомогательного каналов регистрировались с помощью CCD-камеры. Указанная конфигурация позволяет произвести сравнительный анализ метода фантомной микроскопии со стандартной оптической микроскопией. Первый объектив переносит изображение из опорной для двух каналов плоскости в плоскость объекта. Второй объектив переносит изображение освещенного микрообъекта в плоскость детектора камеры (рис. 2). В вспомогательном канале распределение света из опорной плоскости переносится в плоскость детектора камеры с помощью $4f$ линзовой системы.

Восстановление информации о микрообъекте методом фантомных изображений производилось по 5000 реализациям. По экспериментальным данным с применением выражения (1) было получено фантомное изображение, а также оптическое изображение в объектном канале, усредненное по набору реализаций распределений интенсивности, освещающих микрообъект. Качество полученных изображений оценивалось с использованием индекса структурного подобия [4]. На основе указанного параметра проанализировано качество восстановления фантомных изображений микроскопического объекта в зависимости от относительного положения объективов, что позволяет оценить глубину резкости метода фантомной микроскопии.

В докладе будут представлены результаты измерений, в том числе зависимости коэффициента корреляции Пирсона от взаимного положения объективов как для пространственного, так и для интегральных сигналов. Будет продемонстрирована разница между двумя методами визуализации микрообъекта как визуально, так и на основе индекса структурного подобия.

Список литературы

1. S. Weisenburger, V. Sandoghdar. Light microscopy: an ongoing contemporary revolution // Contemporary Physics, vol. 56, no. 2, pp. 123-143, 2015.
2. J.H. Shapiro, R.W. Boyd. The physics of ghost imaging // Quantum Inf Process, vol. 11, pp. 949-993, 2012.
3. P. Hong, Yi. Liang. Three-dimensional microscopic single-pixel imaging with chaotic light // Phys. Rev. A. vol. 105, 6 p., 2022.
4. Z. Wang, A.C. Bovik. A Universal Image Quality Index // IEEE Signal Processing Lett., vol. 20, 4 p., 2002.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ СТРУКТУРЫ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА ДЛЯ ЗАДАННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО И ФАЗОВОГО ОТКЛИКА

П.Е. Емельянцеv^{1*}, С.Е. Свяховский¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

*E-mail: emelyantsev97@mail.ru

Создан и экспериментально продемонстрирован метод восстановления структуры одномерных фотонных кристаллов по заданному спектру отражения. Также полученный алгоритм был успешно теоретически использован для получения фотонных структур с заданным фазовым откликом.

Твердотельные структуры с периодически модулированным показателем преломления, называемые фотонными кристаллами (ФК), имеют крайне широкий диапазон применения благодаря наличию ФЗЗ – области частот, внутри которой распространение света внутри кристалла невозможно. Для решения задачи получения ФК с заранее заданными свойствами применялось множество подходов, от различных методов математической оптимизации до применения нейронных сетей и генетических алгоритмов. Однако, такие методы не являются регулярными, в каждом конкретном случае существование и единственность решения не очевидны.

В нашей работе рассматривается метод восстановления структуры ФК по заранее заданным спектральным и фазовым характеристикам, а также создание ФК. В основу данного метода легло наблюдение, что одномерный ФК, показатель преломления которого модулирован гармонически $n(x) = \Delta n \cdot \sin(k_0 x + \varphi) + n_0$, имеет в спектре отражения узкую ФЗЗ с центром на длине волны $\lambda_0 = 4\pi / k_0$. Здесь x – оптический путь внутри ФК, n_0 , Δn – среднее значение показателя преломления и его отклонение. Идея обратной задачи для спектрального отклика состоит в аппроксимации произвольно заданного спектра отражения такими гармоническими функциями. Рассмотрение зависимости $n(x)$ от оптической толщины позволяет учесть дисперсию среды. Заменим функцию $n(x)$ кусочно-заданной $n(x_j)$, где j – номер слоя ФК. Тогда итоговый расчетный алгоритм будет выглядеть следующим образом:

$$n(x_j) = \Delta n \left[C_1 \sum_{i=1}^N a_i(\lambda_i) \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda_i} x_j + \phi_i\right) + C_2 \right] + n_0$$

Здесь C_1 , C_2 – нормировочные коэффициенты, которые выбраны таким образом, чтобы выражение в квадратных скобках $\in [0,1]$. i – номер гармоники, соответствующей определенной точке в желаемом спектре отражения, a_i – ее амплитуда, ϕ_i – ее фаза.

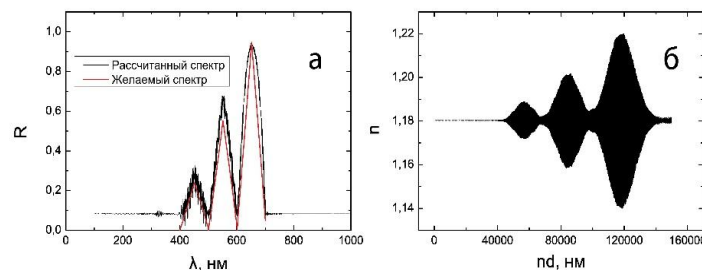


Рис. 1. Результаты моделирования для фотонного кристалла со спектром отражения в форме трех треугольников разной высоты: а) рассчитанный методом матриц переноса и задаваемый спектры ФК; б) структура данного кристалла как зависимость показателя отражения от оптического пути внутри кристалла.

Подробнее разработанный метод и его экспериментальная реализация излагается в наших работах [1,2]. В качестве примера построим структуру ФК, спектр отражения которой состоит из трех треугольных пиков на 400-700 мкм, высоты которых соотносятся как 1:2:3. Число гармоник 360, толщина кристалла $L = 150$ мкм, число слоев 6000. Результаты моделирования приведены на Рис. 1. Видно, что рассчитанный спектр совпадает с задаваемым.

В рассмотренном ранее примере фаза ϕ_i задавалась линейно как $2\pi \frac{i}{N} \frac{L}{\lambda_m}$, где L – оптическая толщина кристалла, λ_m – средняя длина волны спектрального диапазона, в котором решается обратная задача. Это было сделано для равномерного распределения гармоник внутри кристалла. Теперь перейдем к фазовой обратной задаче. Желаемый фазовый отклик будем задавать в зависимости от волнового числа $k = 4\pi / \lambda$ таким образом, что $\phi = C \cdot (k - k_0)^p$ при $k \in [k_0 - \delta k, k_0]$ и $\phi = -C \cdot (k - k_0)^p$ при $k \in [k_0, k_0 + \delta k]$. Спектр отражения кристалла зададим таким образом, чтобы получить ФЗЗ с центром в k_0 , шириной $2\delta k$. Тогда в данном случае $a_i = 1$ при $i \in [1, N]$, $\phi_i = C \cdot (dk)^p \cdot i^p$ при $i \in [1, N/2]$, $\phi_i = -C \cdot (dk)^p \cdot i^p$ при $i \in (N/2, N]$. Здесь $C > 0$, p – задаваемые параметры, $dk = k_i - k_{i-1}$ – шаг по волновому числу. Если задаваемая ФЗЗ имеет центр на длине волны λ_0 и ширину $2\delta\lambda$, то $C \cdot dk^p = 2\pi L(2\delta\lambda / \lambda_0^2)$. В качестве примера на Рис. 2 приведены результаты моделирования для кубически заданной фазы, $p = 3$. Число гармоник 2000, толщина кристалла $L = 200$ мкм, число слоев 10^4 . Можно увидеть, что рассчитанная фаза находится в отличном соответствии с задаваемой.

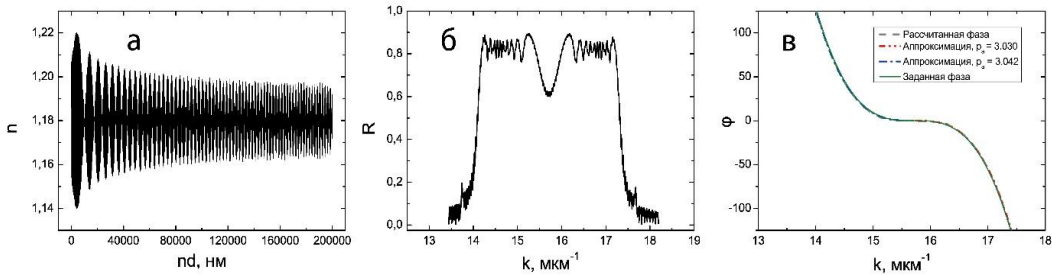


Рис. 2. Результаты моделирования для заданного кубического фазового отклика: а) структура данного кристалла как зависимость показателя отражения от оптического пути внутри кристалла; б) спектр отражения кристалла, рассчитанный методом матриц переноса; в) задаваемый фазовый отклик фотонной структуры, фазовый отклик, рассчитанный методом матриц переноса и результаты аппроксимации фазы слева и справа от центра фотонной запрещенной зоны;

В работе продемонстрирована работа оригинального алгоритма восстановления структуры одномерного фотонного кристалла по заданным спектральному и фазовому откликам. Произведено численное моделирование таких фотонных структур, изготовлены опытные образцы. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ, грант 24-72-10081.

Список литературы

1. Построение структуры одномерного фотонного кристалла по заданному спектру коэффициента отражения / П. С. Емельянцева, Н. И. Пышков, С. Е. Свяховский // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 117, № 11-12(6). – С. 826-831.
2. Создание фотоннокристаллических структур с произвольными спектральными особенностями / Свяховский С.Е., Н.И. Пышков // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. – 2023. – Т. 78, 478-483

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ УСИЛИТЕЛЯ ЯРКОСТИ НА ПЕРЕХОДАХ АТОМА МАРГАНЦА

П. И. Гембух^{1*}, Д. В. Шиянов¹, М. В. Тригуб¹

¹Институт оптики атмосферы СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, площадь Академика Зюева, д. 1
*E-mail: gembukh@iao.ru

В работе представлены результаты исследования особенностей возбуждения и влияния на усиленные свойства активной среды на парах бромида марганца. Для модификации режима возбуждения использовалась электроотрицательная добавка HBr. Добавка HBr увеличивает максимальную мощность излучения и мощность однопроходного сигнала, но при этом уменьшает коэффициент усиления малого сигнала.

Лазеры на парах галогенидов металлов, за счёт высокого коэффициента усиления и высокой однородности среды, нашли своё применение в области визуализации быстро протекающих процессов, сопровождающихся сильной фоновой засветкой [1]. Большинство имеющихся работ в данной области посвящены исследованию усилителей яркости с активным элементом на парах бромида меди [2, 3]. Однако существует потребность в расширении оптического диапазона, в частности в область ближнего ИК-спектра. Наиболее перспективной активной средой с этой точки зрения являются пары марганца. Благодаря сочетанию энергетических уровней атома марганца (рис. 1) он способен формировать излучения как в видимой, так и в ближней ИК-области спектра.

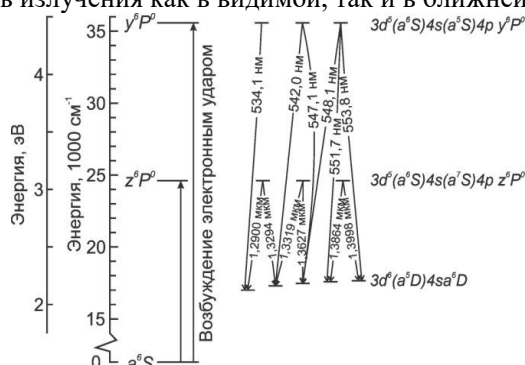


Рис. 1. Энергетические уровни атома марганца

Одной из основных характеристик активного элемента, используемого в лазерном мониторе, является усилительная характеристика, т. е. зависимость мощности выходного сигнала от мощности входного. Был проведён эксперимент по исследованию усилительных свойств среды на парах бромида марганца (рис. 2).

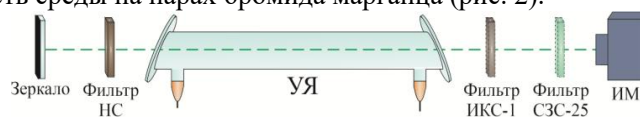


Рис. 2. Схема эксперимента

В качестве входного сигнала использовалась собственная сверхсветимость активного элемента, которая ослаблялась нейтральными светофильтрами типа НС. На выходе регистрировалась мощность однопроходного сигнала отдельно для видимого и для ближнего ИК диапазона спектра. Для выделения соответствующих длин волн использовались светофильтры ИКС1 и СЗС25.

Для определения коэффициента усиления малого сигнала использовалась методика, описанная в работе [4]. По оси y откладывается натуральный логарифм коэффициента усиления, рассчитанного как отношение выходной мощности излучения к входной мощности, а по оси x откладывается разность выходной и входной мощности. Полученная прямая описывается полуэмпирической формулой:

$$\ln(K) = \alpha_0 \cdot l - \frac{(P_{\text{ВЫХ}} - P_{\text{ВХ}})}{f \cdot A \cdot E_s},$$

где K — коэффициент усиления, α_0 - коэффициент усиления малого сигнала, l — длина активной зоны, $P_{вых}$ — мощность выходного сигнала, $P_{вх}$ — мощность входного сигнала, f — частота следования импульсов, A — площадь лазерного пучка, E_s — флюенс насыщения (эмпирическая константа).

Точка пересечения с характеристики с осью y позволяет определить коэффициент усиления малого сигнала, а с осью x максимальную мощность однопроходного сигнала.

Усилительные характеристики были построены в одних осях для видимого и ближнего ИК-диапазона спектра для режима работы без водорода и с добавкой водорода (рис. 3).

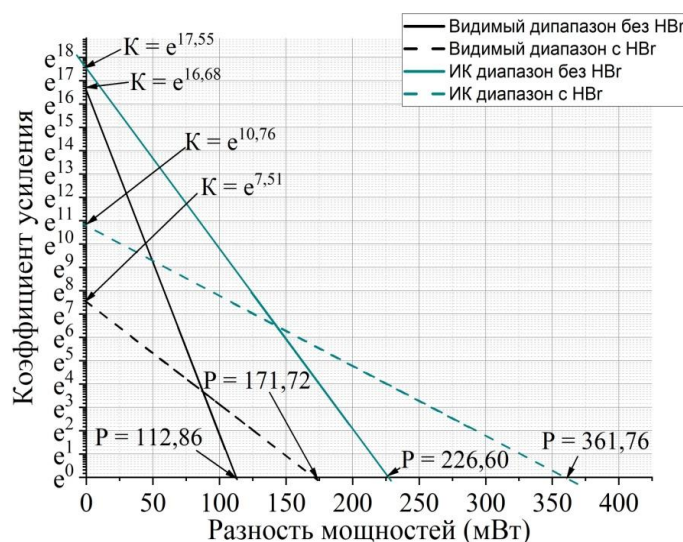


Рис. 3. Усилительные характеристики

Введение водородсодержащей добавки положительно сказалось на мощности лазерного излучения. Мощность ИК сигнала выросла на 60%, мощность видимого сигнала выросла на 52%. При этом стоит отметить, что коэффициент усиления малого сигнала, определяемого по формуле $\alpha_0 = \frac{\ln(K)}{l}$, уменьшился с $0,351 \text{ см}^{-1}$ до $0,215 \text{ см}^{-1}$ для ИК и с $0,334 \text{ см}^{-1}$ до $0,150 \text{ см}^{-1}$ для видимого излучения.

Таким образом можно сделать вывод, что применение водородсодержащей добавки позволяет значительно увеличить мощность лазерного излучения, но при этом уменьшает коэффициент усиления, причём для видимого излучения уменьшение коэффициента усиления проявляется в большей мере (почти в два раза). Следовательно, при использовании лазера в качестве усилителя яркости целесообразно не использовать водородсодержащую добавку, кроме тех режимов, когда добавка необходима для получения требуемой мощности излучения, например, высокочастотное возбуждение.

Список литературы

1. С.Е. Little Metal Vapour Lasers: Physics, Engineering and Applications. 1st edition. Chichester ; New York: Wiley, 1999. 646 p.
2. Trigub M.V., Shiyarov D.V., Vasnev N.A., Gembukh P.I. Brightness amplifier excited by longitudinal capacitive discharge for laser monitors // Optics Communications. 2021. Vol. 480. P. 126475.
3. Trigub M.V., Vasnev N.A., Evtushenko G.S. Operating features of a copper bromide brightness amplifier in the monostatic laser monitor // Optics Communications. 2021. Vol. 480. P. 126486.
4. Hargrove R., Grove R., Kan T. Copper vapor laser unstable resonator oscillator and oscillator-amplifier characteristics // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1979. Vol. 15, № 11. P. 1228–1233.

ДЛИТЕЛЬНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ОБЛУЧЁННОМ САПФИРЕ

Я. И. Григоров^{1,2*}, Д. С. Глазунов², Е. Ф. Мартынович^{1,2}

¹ Иркутский государственный университет,
г. Иркутск, ул. Карла Маркса, 1

² Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
г. Иркутск ул. Лермонтова, 130 а,

*E-mail: Crevedcko.1@mail.ru

В данной работе обнаружена и исследована новая длительная люминесценция в кристалле нейтронно-облученного сапфира, был измерен спектр данной люминесценции и кинетика её затухания.

Целью работы являлось изучение обнаруженной новой медленно затухающей люминесценции в кристалле нейтронно-облученного лейкосапфира (корунда). Ранее медленно затухающая люминесценция в сапфире уже наблюдалась. Длительность этой люминесценции определялась вероятностями внутрицентровых переходов. На рис. 1 показаны схемы энергетических уровней и квантовых переходов для четырёх типов центров окраски, испускающих такую люминесценцию. Кроме того, длительную люминесценцию испускают трёхвалентные ионы хрома в бесфонной линии с длиной волны 694 нм, как правило, присутствующие в исходной шихте, использованной для выращивания кристаллов сапфира. Постоянная времени затухания этой люминесценции равна 3,4 мс [1].

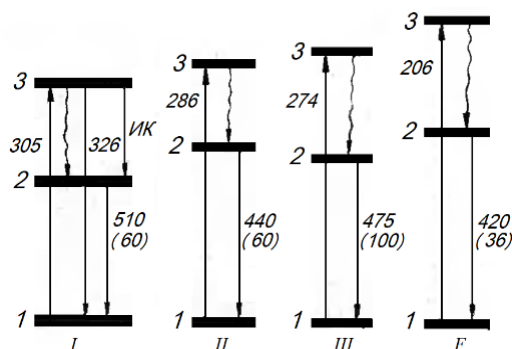


Рис. 1. Схемы энергетических уровней (1, 2 и 3) и квантовых переходов в центрах окраски. Числа у стрелок – значения длин волн максимумов спектральных полос поглощения (или возбуждения) и фотолюминесценции в нанометрах; в скобках – излучательное время жизни в миллисекундах [2, 3].

Конкретной задачей данной работы было получение количественной экспериментальной информации о длительном свечении, обнаруженном в процессе визуальных исследований. Исследовался образец сапфира в виде пластины, облученный в атомном реакторе быстрыми нейтронами с флюенсом $\sim 10^{17}$ нейтрон/см². Новым методом пространственно-временной селекции удалось выделить медленно затухающую компоненту, измерить её кинетику и спектр.

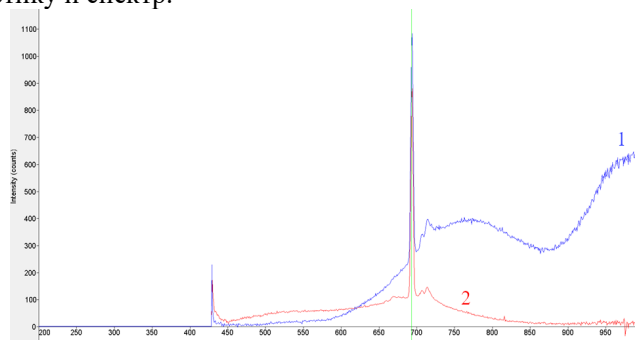


Рис. 2. Спектр послесвечения в интервале $\sim (0,1 - 1)$ сек (1), и спектр стационарной люминесценции при непрерывном возбуждении излучением с длиной волны 405 нм (2, уменьшено в ~ 100 раз).

В послесвечении видна характерная линия люминесценции трехвалентного хрома и её спутники, неизвестная ранее широкая полоса с максимумом примерно 730 нм и широкая полоса с максимумом на 970 нм, совпадающая по характеристикам с центром ИК 1 описанным в [3]. Собственное время затухания люминесценции данного центра равно 76 нс, а время жизни возбужденного состояния иона хрома как уже было сказано выше 3,4 мс, регистрация же происходит в диапазоне 0,1-1 секунды.

Также с помощью дискового фосфороскопа была измерена кинетика затухания данной люминесценции. Кривая зависимости интенсивности от времени представлена на (рис. 3).

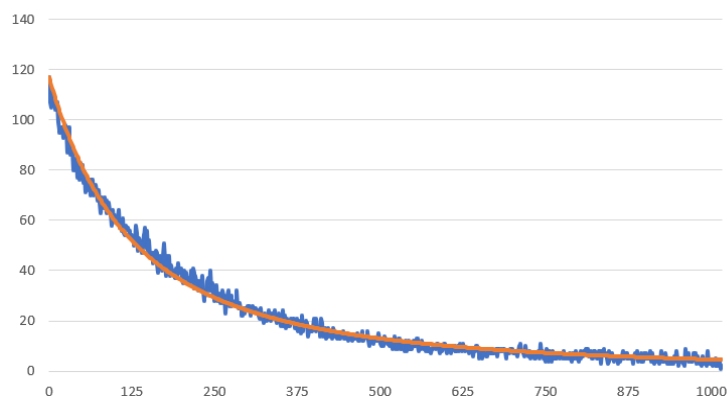


Рис. 3. Синяя линия экспериментальные данные, оранжевая - аппроксимация квадратичной гиперболой с уравнением (1). По оси абсцисс обозначено время в миллисекундах, по оси ординат - напряжение на нагрузке ФЭУ, пропорциональное интенсивности люминесценции.

Интенсивность люминесценции соответствовала выражению

$$I(t) = \frac{I_0}{(1+0,04t)^2} \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность в начальный момент времени; $I(t)$ - интенсивность в текущий момент времени t .

Также был проведен эксперимент по определению стабильности данной люминесценции. Было установлено, что за час непрерывного облучения лазером на 405 нм, интенсивность упала практически в 2 раза. Этот факт, а также гиперболический закон затухания люминесценции, указывают на участие в механизме возбуждения данной люминесценции электронов, запасенных при облучении кристалла.

Таким образом, в данной работе обнаружено новое длительное рекомбинационное свечение кристаллов сапфира, облученных быстрыми нейтронами, которое по классификации IUPAC относится к категории задержанной люминесценции (Delayed luminescence) [4].

Список литературы

1. Phosphor Handbook. 2nd ed. Edited by William M. Yen, Shigeo Shionoya, Hajime Yamamoto. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2007, PP. 1056.
2. Мартынович Е.Ф., Григоров В.А., Токарев А.Г., Зилов С.А., Назаров В.М., Люминесценция центров окраски в кристаллах Al_2O_3 . Люминесцентные приемники и преобразователи ионизирующего излучения; отв. ред. М.Д. Галанин. – Новосибирск: Изд-во «Наука», Сибирское отделение, 1985. – С. 132–136.
3. Мартынович Е.Ф. Центры окраски в лазерных кристаллах. Иркутск: Изд-во ИГУ, 2004, 227 с.
4. Verhoeven J.W. Glossary of terms used in photochemistry. Pure & Appl. Chem., Vol. 68, No. 12, pp. 2223-2286, 1996.

ТЕРМОДИФФУЗИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ МЕДЬЮ ПЛАСТИН НИОБАТА ЛИТИЯ ДЛЯ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ПИНЦЕТОВ

А. А. Колмаков^{1*}, Э. Комов¹, Р. И. Анисимов¹, С.М. Шандаров¹

¹Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
634050, Российская Федерация, г. Томск, пр. Ленина, 40

*E-mail:kolmakov.sasha1@mail.ru

Представлены результаты экспериментов по термической диффузии меди в кристаллы ниобата лития из металлических пленок и изучения распределений концентрации ионов в зарядовых состояниях Cu^+ и Cu^{2+} по объему полученных образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, а также результаты исследования динамики формирования фоторефрактивной решетки, записанной интерференцией двух волн, в этих образцах.

Одним из подходов к манипулированию микро- и наночастицами является метод фотovoltaического пинцета, основанный на использовании сильных эванесцентных электрических полей, возникающих над поверхностью легированных ионами железа или меди кристаллов ниобата лития при их неоднородном освещении [1, 2]. Основные преимущества данного метода состоят в сведении к минимуму термического воздействия на манипулируемые частицы за счет использования маломощных источников излучения и многократное использование монокристаллических подложек.

В настоящей работе изучалось влияние времени диффузии на распределения концентрации ионов меди Cu^+ и Cu^{2+} в объеме кристалла ниобата лития, определяющих фотovoltaические параметры образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$, используемых для манипуляции микро- и наночастицами.

В экспериментах использовались монокристаллические пластины LiNbO_3 X-среза, имеющие размеры $1,33 \times 4,44 \times 12,42$ мм³ по осям x , y и z соответственно. Для легирования пластин методом магнетронного напыления на обе оптически полированные X-плоскости кристалла наносились пленки меди с толщиной 800 нм. Далее проводилась термическая диффузия в воздушной атмосфере в трубчатой электропечи СУОЛ-0,4/12 на карбидокремниевых нагревателях в течение 8 часов для первой (образец 1) и 12 часов для второй пластины (образец 2), при температуре 600 °С. Скорости нагрева образцов составляли 5 °С/мин; естественное охлаждение после проведения диффузии осуществлялось в течение 12 часов; остатки пленки оксида меди с пластин удалялись с помощью их выдерживания в растворе уксусной кислоты (70 %) при температуре 80 °С.

Распределение ионов меди в образцах экспериментально определялось по зависимости показателей поглощения от глубины x на длинах волн $\lambda = 532$ и 808 нм в предположении, что основной вклад в него вносят ионы Cu^+ и Cu^{2+} соответственно, по методике, подробно описанной в работе [3]. Получено, что при диффузии из нанесенных на обе X-плоскости медных пленок в течение 12 часов распределения концентрации для образца 2 характеризуется двумя пиками с максимумами, расположенными вблизи грани $x = 0$ и $x = 1,33$ мм, и средней концентрацией $C_{\text{Cu}^+} = 2,27 \cdot 10^{23}$ м⁻³ и $C_{\text{Cu}^{2+}} = 7,22 \cdot 10^{24}$ м⁻³. Аналогичные распределения наблюдались у образца 1, но с большими значениями концентрации, чем у второго образца: $C_{\text{Cu}^+} = 6,47 \cdot 10^{23}$ м⁻³ и $C_{\text{Cu}^{2+}} = 2,15 \cdot 10^{25}$ м⁻³.

Результаты проведенных экспериментов по динамике формирования фоторефрактивной решетки с пространственным периодом $\Lambda = 10$ мкм, записанной картиной интерференции двух волн, представлены (рис. 1, а и б).

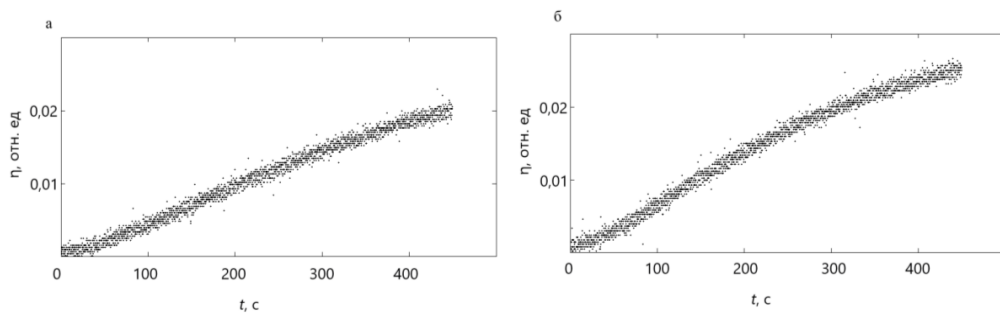


Рис. 1 – Динамика роста дифракционной эффективности фоторефрактивной решетки с пространственным периодом $\Lambda = 10$ мкм, записанной интерференцией двух волн, для образца 1 (а) и образца 2 (б)

Из рисунка 1 видно, что дифракционная эффективность для образца 1 достигает значения $\eta = 0,01$ за время $t \approx 210$ с, а $\eta = 0,02$ за время $t \approx 450$ с, в то время, как для второго образца такие же значения дифракционной эффективности достигаются за 145 и 300 с. Следуя [4], начальные участки формирования решеток аппроксимировались степенной функцией $\eta(t) = bt^2 + ct^3$ с параметрами $b = 4,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-2}$ и $c = -1,12 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-3}$ для первого образца и $b = 7 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-2}$ и $c = -1,9 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-3}$ – для второго (рис. 2).

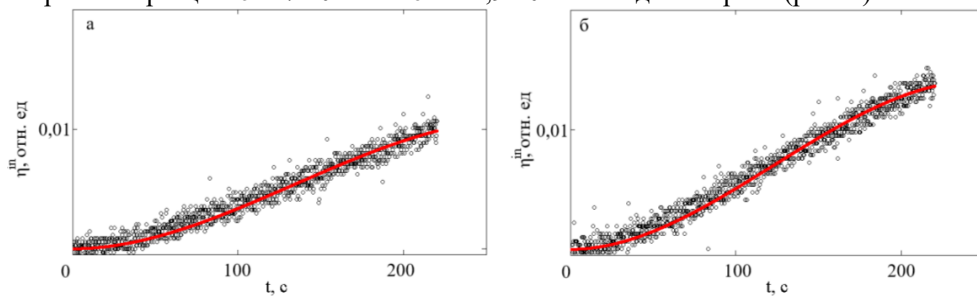


Рис. 2 – Аппроксимация временной зависимости роста дифракционной эффективности решетки с $\Lambda = 10$ мкм на начальном участке для образца 1 (а) и образца 2 (б)

Рассчитанные по соотношениям из [4] и данным для b оценки константы Гласса $G_0 = 1,88 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ и $G_0 = 2,35 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ для образцов 1 и 2 соответственно являются близкими к значению, приведенному в [5] для объемно-легированных образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы «Приоритет 2030».

Список литературы

1. К.М. Мамбетова, и др. Агрегирование диэлектрических наночастиц на X-срезе кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ электрическими полями фоторефрактивных голограмм // Известия высших учебных заведений, Физика, т. 62 (4), с. 89-93, 2019.
2. M Carrascosa. et al. LiNbO_3 : A photovoltaic substrate for massive parallel manipulation and patterning of nano-objects // Applied Physics Reviews, vol. 2(4), P. 040605, 2015.
3. А.А. Колмаков, и др. Агрегирование диэлектрических наночастиц фотовольтаическими полями, создаваемыми одномерным гауссовым пучком над поверхностью микроструктуры $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ неполярного X-среза // Труды школы-семинара «Волны-2022», Когерентная и нелинейная оптика, с. 58, 2021.
4. К.М. Мамбетова, и др. Формирование динамических фоторефрактивных решеток в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ с поверхностным легированием // Оптика и спектроскопия, Т. 126 (6), с. 856 – 861, 2019.
5. Lithium Niobate: Defects, Photorefraction and Ferroelectric Switching / T. Volk, M. Wöhlecke. Springer Berlin, Heidelberg, 250 p., 2008.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ГРАФЕНОПОДОБНОЙ ФОТОННОЙ РЕШЕТКЕ

О.В. Коровай^{1*}, Д.А. Марков², Л.Ю. Надькин²

¹Севастопольский государственный университет,
299053, Российская Федерация, Севастополь, ул. Университетская 33,
*E-mail: OVKorovai@sevsu.ru

²Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
MD-3300, Молдова, Тирасполь, ул. Покровская, 128

Теоретически изучены эффекты локализации лазерного излучения в графеноподобной фотонной решетке с использованием метода связанных мод. Получены аналитические выражения, позволяющие точно предсказать возникновение эффекта локализации света, в зависимости от значений констант связи. Показано, что спектр линейных волн в системе состоит из дисперсионных зон и нескольких плоских зон, количество которых определяется учетом и соотношениями между константами связи в решетке. Найдены частные решения системы связанных волн, которые описывают сильно локализованное излучение, распространяющееся без поперечной дифракции вдоль всей графеноподобной решетки.

В настоящее время теоретически и экспериментально изучены свойства фотонных решёток различной геометрии, среди которых особый интерес представляет исследование уникальных электрических и магнитных свойств дискретных структур гексагональной геометрии – графеновых решеток из-за возможности реализации краевых состояний, а также фундаментальной значимости наблюдаемых эффектов для будущих приложений в нанoeлектронике, таких как: хорошо контролируемые атомные конфигурации [1], коническая дифракция и нелинейная локализация [2]. Наблюдение невырожденных мод [3] и динамика состояния FlatBand [4].

Исходной, для нашего рассмотрения, является система уравнений для амплитуд связанных мод трех параллельных бесконечных массивов волноводов, образующих графеноподобную однородную фотонную решетку, следовательно, все волноводы в массивах решетки характеризуются одинаковыми постоянными распространения (рис.1):

$$\begin{cases} i \frac{da_n}{dx} = -\alpha(b_n + c_n) - \kappa p_{n-1}, \\ i \frac{db_n}{dx} = -\alpha a_n - \beta c_n - \kappa u_n, \\ i \frac{dc_n}{dx} = -\alpha a_n - \beta b_n - \kappa v_n, \\ i \frac{du_n}{dx} = -\kappa b_n - \beta v_n - \alpha p_n, \\ i \frac{dv_n}{dx} = -\kappa c_n - \beta u_n - \alpha p_n, \\ i \frac{dp_n}{dx} = -\alpha(u_n + v_n) - \kappa a_{n+1}, \end{cases} \quad (1)$$

κ – константа связи волновода с ближайшими соседями в каждом массиве, α – константа связи между волноводами второго и первого, второго и третьего массивов, β – константа связи между волноводами первого и третьего массивов, x – координата вдоль волноводов решетки, a_n, b_n, c_n, u_n, v_n и p_n – нормированные амплитуды полей распространяющихся мод в n -ом волноводе.

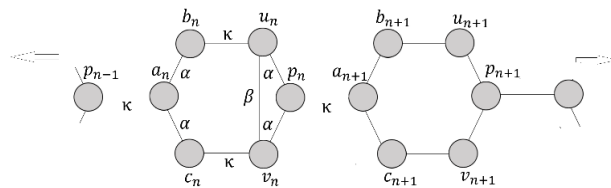


Рис. 1 Схема расположения волноводов трех связанных параллельных бесконечных массивов в графеноподобной фотонной решетке

Воспользовавшись фурье-преобразованием для функций $a_n, b_n, c_n, u_n, v_n, p_n$ вида $f_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} p(\vartheta, x) e^{-in\vartheta} d\vartheta$ получим систему из связанных линейных дифференциальных уравнений первого порядка, будем искать решение системы уравнений для амплитуд полей $a(x) \sim e^{-ikx}$ в виде плоской волны, k – играет роль поперечного блоховского волнового вектора графеноподобной фотонной решетки.

Равенство нулю определителя системы позволяет найти нетривиальное решение и получить дисперсионное соотношение:

$$k_{1,2} = \beta \pm \kappa, \quad (2)$$

$$k_{3-6} = -\frac{1}{2}\beta \pm \frac{1}{2}\sqrt{\beta^2 + 8\alpha^2 + 4\kappa(\kappa \pm \sqrt{4\alpha^2(1 + \cos \vartheta) + \beta^2})}. \quad (3)$$

Наличие спектральных линейных плоских полос, свидетельствуют о равенстве нулю амплитуд линейных мод, принадлежащих этой полосе рис.2. Выражения (2)–(3) представляют собой спектр графеноподобной решетки, состоящий из двух мод, описываемых выражением (3) и двух FB состояний описываемых выражением (2), которое представляет собой две горизонтальные плоскости, не зависящие от параметра α рис.2. Такое поведение свидетельствует об устойчивости FB состояний по отношению к учетным константам взаимодействия. Что касается собственных состояний, описываемых выражением (3), то их поведением существенно зависит от констант взаимодействия графеноподобной решетки.

Используя решение для k при начальных условиях $a_n|_{x=0} = \delta_{n,0}, b_n|_{x=0} = c_n|_{x=0} = u_n|_{x=0} = v_n|_{x=0} = p_n|_{x=0} = 0$, можно найти решения для амплитуд полей $a_n, b_n, c_n, u_n, v_n, p_n$.

В случае, если $\alpha \ll \kappa$, наблюдается локализация света в волноводах решетки, при этом в массивах отсутствует пространственная диффузия света в волноводах в направлении, перпендикулярном оси решетки при условии сильной связи рис.3.

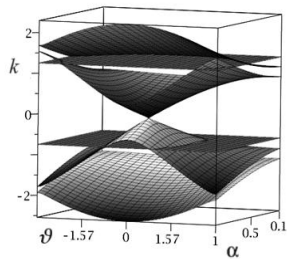


Рис. 2 Спектр (дисперсионное соотношение) $k(\alpha, \vartheta)$ фотонной решетки при $\kappa = 1, \beta = 0.71$.

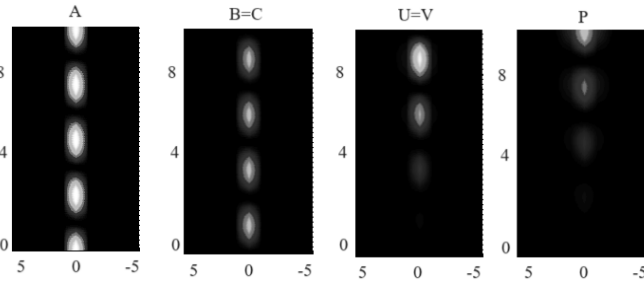


Рис. 3 Пространственное распределение интенсивности света в массивах решетки в зависимости от координаты x при накачке в торец a_0 при и различных значениях констант: а) $\alpha = 0.9, \beta = 0.9 \kappa = 0.01$.

Список литературы

1. A. Kimouche A, M.M. Ervasti, R. Drost R, et.al. Ultra-narrow metallic armchair graphene nanoribbons // Nat. Commun., vol, 6, pp. 10177-10181, 2015.
2. O. Peleg, G. Bartal, B. Freedman, et.al. Conical Diffraction and Gap Solitons in Honeycomb Photonic Lattices // Phys. Rev. Lett., vol. 98, pp. 103901-103904, 2007.
3. C. Cantillano. S. Mukherjee, L. Morales-Inostroza1, et al., Observation of localized ground and excited orbitals in graphene photonic ribbons // New J. Phys., vol. 20, pp. 033028-033034, 2018.
4. Rodrigo A. Vicencio Pobleto Photonic flat band dynamics // Advances in Physics: X, vol.6 (1), pp. 1878057-1878079, 2021.

РЕГИСТРАЦИЯ ПРЕЦЕССИИ МАГНИТНОГО МОМЕНТА АТОМОВ РУБИДИЯ В ЗЕМНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В КВАНТОВОЙ МАГНИТОМЕТРИИ

К. С. Козлова^{1,2*}, А. О. Макаров^{1,2}, Д. В. Бражников^{1,2}, А. Н. Гончаров^{1,2,3}

¹Новосибирский государственный университет
620090, Российская Федерация, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2
*E-mail: katrinka02@list.ru

²Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 15 Б

³Новосибирский государственный технический университет
630073, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Карла Маркса, д. 20

В работе были проведены эксперименты по регистрации магнитных резонансов (МР) двумя разными методами в миниатюрной ячейке ($V \approx 0.1 \text{ см}^3$), наполненной парами ^{87}Rb и буферным газом. В первом методе была применена классическая схема Белла-Блума, в которой используется циркулярно поляризованный и модулированный по интенсивности световой пучок как для накачки (поляризации) атомов, так и для регистрации прецессии наведённого им магнитного момента среды во внешнем магнитном поле. Для улучшения чувствительности магнитного сенсора, работающего по схеме Белла-Блума, была предложена модификация стандартной схемы: вместо циркулярно поляризованного пучка используется эллиптически поляризованный, а МР регистрируется методом поляриметрии в изменении параметра эллиптичности поляризации света. В новой схеме вариационная чувствительность измерений была улучшена более чем в три раза по сравнению с классической и составила $\approx 1 \text{ пТл}/\sqrt{\text{Гц}}$ в условиях земного поля, при этом быстродействие находится на уровне 1 кГц . Результаты работы могут быть использованы для создания миниатюрного высокочувствительного магнитного сенсора, работающего в условиях земного магнитного поля.

Магнитометры имеют широкое применение во многих областях, например, в геологии, археологии, навигации, космических исследованиях, медицине (например, магнитная энцефалография). Долгое время пальму первенства по чувствительности измерений удерживал сверхпроводящий квантовый интерференционный датчик (СКВИД), основанный на джозефсоновских контактах. Однако, в настоящее время магнитометры с оптической накачкой (МОН) сравнялись по чувствительности со СКВИД. Вместе с этим, МОН обладают рядом преимуществ по сравнению со СКВИД: они гораздо более компактны, потребляют на порядки меньше электроэнергии и не требуют криогенных температур. Кроме того, некоторые типы оптических магнитометров, в том числе и представленный в данной работе, измеряют магнитное поле в абсолютных единицах, в отличие от СКВИД. Поэтому технологии, связанные с МОН, испытывают стремительное развитие и активно внедряются в решение разнообразных задач науки и техники.

Рассмотрим метод регистрации магнитных резонансов с помощью широко используемой схемы Белла-Блума [1] применительно к атомам ^{87}Rb (795 нм, D_1 -линия), помещённым в стеклянную ячейку с габаритами $5 \times 5 \times 5 \text{ мм}^3$. В ячейке также имеется буферный газ азот давлением около 300 торр. В качестве накачки используется световая волна с круговой поляризацией, ориентируя спины атомов вдоль волнового вектора и создавая макроскопический магнитный момент (ММ) в среде. Эта же волна является пробной, регистрирующей прецессию Лармора наведённого ММ во внешнем магнитном поле. В наших экспериментах магнитное поле было ортогонально направлению распространения светового пучка. Для регистрации этой прецессии динамическим способом световая волна модулируется по интенсивности с частотой Ω_m с помощью акустооптического модулятора (АОМ). МР наблюдается при сканировании частоты Ω_m вблизи ларморовской частоты Ω_L , так что в точном резонансе ($\delta = \Omega_m - \Omega_L = 0$) амплитуда модуляции света на выходе из ячейки максимальна и уменьшается по мере увеличения отстройки δ . При этом в синфазном канале синхронного детектора, который обычно используется на наблюдения МР, можно пронаблюдать резонанс в виде лорен-

цевского абсорбционного контура: $A/\Delta^2 + \delta^2$, где A – амплитуда, а Δ – полуширина резонанса на полувысоте. Поскольку $\Omega_L = \gamma|\mathbf{B}|$, где γ – гиромагнитное отношение (7 Гц/нТл для ^{87}Rb), а \mathbf{B} – вектор внешнего магнитного поля, то из положения резонанса можно напрямую получить информацию о величине этого поля.

В данной работе предлагается модификация классической схемы Белла-Блума для улучшения чувствительности магнитного сенсора. А именно, вместо циркулярно поляризованной волны предлагается использовать эллиптически поляризованную волну. МР в этом случае может быть наблюден в изменении параметра эллиптичности поляризации света и связан с явлением циркулярного дихроизма среды. Для регистрации такого МР нами используется поляриметр, состоящий из последовательно расположенных после газовой ячейки четвертьволновой пластинки ($\lambda/4$), полуволновой пластинки ($\lambda/2$) и призмы Волластона (ПВ). Эллиптически поляризованная волна может быть представлена в виде суперпозиции двух волн с противоположными циркулярными поляризациями. После прохождения ячейки с атомами эти составляющие преобразуются в две волны с взаимно ортогональными линейными поляризациями. ПВ направляет каждую из двух волн в свой канал, Ch.1 или Ch.2, балансного фотодетектора (БФД). МР регистрируется на дифференциальном (разностном) выходе БФД, который вычитает сигналы, поступающие на каналы Ch.1 и Ch.2. Этот сигнал пропорционален изменению параметра эллиптичности суммарного светового поля после взаимодействия с атомами. Чтобы вычесть постоянную подложку резонанса и уменьшить шум интенсивности, перед ПВ используется дополнительная пластинка $\lambda/2$. Методом синхронного детектирования были зарегистрированы МР в каждом канале БФД (рис. 1). Как видно из рисунка, резонансы в каналах Ch.1 и Ch.2 сильно зашумлены, хотя на разностном канале уровень шума заметно меньше. Причины разных знаков резонансов в каналах Ch.1 и Ch.2 схожи с теми, что ранее исследовались для резонансов Ханле [2].

Для обеих схем были измерены параметры МР в зависимости от условий эксперимента (температура паров, оптической мощности и др.), а также произведена оценка чувствительности измерений магнитного поля. Так, в модифицированной схеме она составляет ≈ 1 пТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ в условиях земного поля и ≈ 300 фТл/ $\sqrt{\text{Гц}}$ при использовании трёхслойного магнитного экрана из пермаллоя. Ширина полосы измерений при этом равна ≈ 1 кГц. Работа была проведена при поддержке РФФ (грант № 23-12-00195).

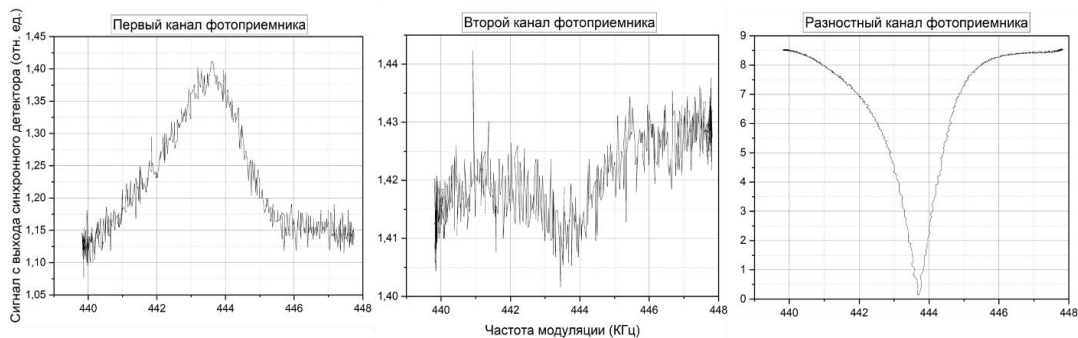


Рис. 1. Магнитные резонансы в модернизированной схеме Белла-Блума в земном магнитном поле, зарегистрированные в трёх каналах БФД. Температура ячейки $\approx 85^\circ\text{C}$, оптическая мощность ≈ 1.5 мВт при диаметре пучка ≈ 5 мм, параметр эллиптичности ≈ 20 градусов

Список литературы

1. W.E. Bell, A.L. Bloom. Optically driven spin precession // Physical Review Letters, vol. 6 (6), pp. 280-281, 1961.
2. D.V. Brazhnikov et al. Level-crossing resonances on open atomic transitions in a buffered Cs vapor cell: Linewidth narrowing, high contrast, and atomic magnetometry applications // Physical Review A, vol. 106 (1), p. 013113, 2022.

КОНЦЕПЦИЯ ДВУХКАНАЛЬНОЙ ЛИДАРНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИЙ ПАРНИКОВЫХ ГАЗОВ В АТМОСФЕРЕ

Н. С. Кравцова^{1*}, С. А. Садовников¹, С. В. Яковлев¹, Д. А. Тужилкин¹, А. А. Невзоров¹,
М. П. Герасимова¹, И. А. Василенко¹, А. Я. Суханов¹

¹ *Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, 1*

*E-mail: kravtsova@iao.ru

Представлены результаты измерения характеристик отдельных элементов лидарной системы, результаты разработки автоматизированных программ для регистрации пространственно-разрешенных и отраженных от топоцели лидарных сигналов. Проведены тестовые испытания функционирования лидарной системы в лабораторных условиях с проведением регистрации и обработки экспериментальных данных.

Наиболее часто используемым на практике подходом дистанционного газоанализа атмосферы является метод дифференциального поглощения (МДП/DIAL – differential absorption lidar) [1]. DIAL позволяет восстанавливать пространственно-разрешенную информацию о распределении исследуемого газа вдоль трассы зондирования. Дифференциальная оптическая абсорбционная спектроскопия (ДОАС/DOAS-differential optical absorption spectroscopy) – это методика, которая позволяет регистрировать спектрально-разрешенную информацию о поглощении нескольких газовых составляющих атмосферы и восстанавливать их концентрации [2]. В данной работе используется объединенная методика DIAL-DOAS позволяющая одновременно производить пространственно-разрешенные и интегральные вдоль трассы зондирования измерения.

С использованием профилометра BP209-IR2/M (Thorlabs) был зарегистрирован профиль лазерного пучка (рис. 1). Данный профилометр позволяет производить измерения как для постоянных, так и для импульсных источников излучения в спектральном диапазоне 900-2700 нм, для пучков диаметром от 2.5 мкм до 9 мм. В дальнейшем с использованием данного оборудования планируется проведение эксперимента по измерению расходимости лазерного пучка. Точное значение расходимости необходимо для подстройки зеркального коллиматора с целью фокусировки излучения на заданных расстояниях и достижения оптимального перекрытия лазерного пучка и поля зрения телескопа.

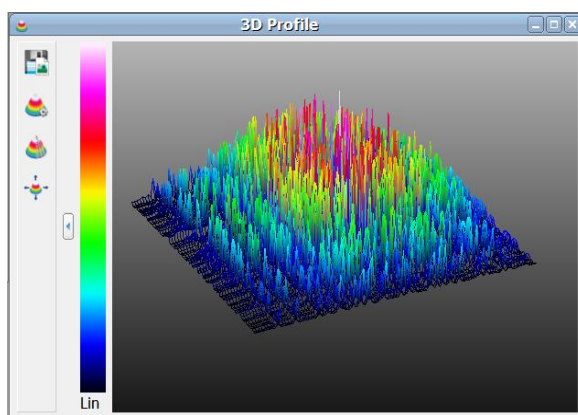


Рис. 1. Профиль лазерного пучка

Одной из задач исследования являлась разработка автоматизированной программы для регистрации лидарных сигналов МДП-канала. На рисунке 2 представлен графический интерфейс программы. В приёмном МДП-канале для записи данных применяется цифровой USB-осциллограф с потоковой передачей информации. Для создания программы использовался язык программирования C# и SDK (software development

kit - комплектов для разработки программного обеспечения), поставляемый с данным оборудованием. Программа позволяет производить настройку параметров регистрации лидарных сигналов, а именно шаг дискретизации по времени, диапазон размаха по напряжению, режимы накопления и усреднения и параметры триггера.

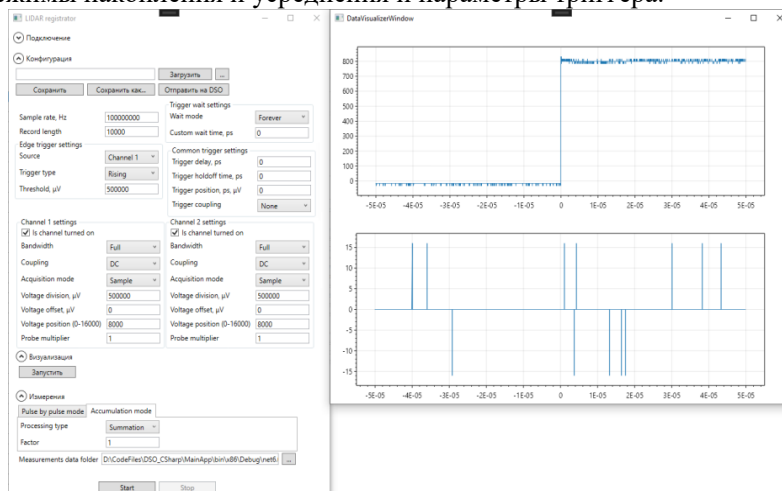


Рис. 2. Графический интерфейс программы для регистрации лидарных сигналов МДП-канала

Следующая задача состояла в разработке программы управления спектрографом для регистрации с его применением лидарных сигналов. Для разработки данной программы использовался язык программирования Python [3] и библиотека визуализации PyQtGraph [4]. В качестве примера на рисунке 3 представлен спектр излучения лазерного диода.

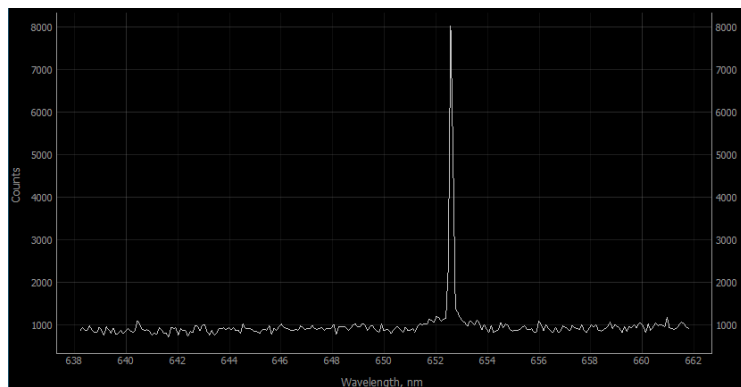


Рис. 3. Спектр излучения лазерного диода

Проведены тестовые испытания функционирования лидарной системы в лабораторных условиях с проведением регистрации и обработки экспериментальных данных.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10203, <https://rscf.ru/project/22-79-10203/>.

Список литературы

1. J. Li, et al. Standoff chemical detection using laser absorption spectroscopy: a review // *Remote Sensing*. vol. 12 (17), p. 2771, 2020.
2. U. Platt *Differential optical absorption spectroscopy*. Eds.: U. Platt, J. Stutz. Berlin, Heidelberg, Springer Verlag, 593 p., 2008.
3. Welcome to Python.org [Электронный ресурс]. URL: <https://www.python.org/> (дата обращения: 17.04.2024).
4. PyQtGraph Scientific Graphics and GUI Library for Python [Электронный ресурс]. URL: <https://www.pyqtgraph.org/> (дата обращения: 17.04.2024).

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ГИРОСКОП С МОДУЛЯТОРОМ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ

И. Л. Кубланова^{1*}, А. В. Куликов¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр-кт, д. 49, лит. А

*E-mail: ilkublanova@itmo.ru

Предложена новая схема волоконно-оптического гироскопа с использованием модулятора двулучепреломления. Поскольку модулируемые волны в нём распространяются по одному волноводу, воздействие неравномерно распределённых поверхностных паразитных эффектов в кристалле ниобата лития нивелируется. Помимо предложенного преимущества, представленный в настоящей работе прибор представляет интерес, поскольку ранее не исследовался. В частности, в работе показано воздействие изменения абсолютной температуры на сигнал угловой скорости вращения.

Волоконно-оптические гироскопы (ВОГ) имеют широкое применение в навигации и гиростабилизации. В частности, они применяются на ледоколах и в бурильных установках газо- и нефтедобывающей промышленности. Благодаря отсутствию движущихся деталей они надёжны и долговечны. Тем не менее, актуальной задачей гироскопии является снижение влияния воздействий окружающей среды на измерения. Одним из наиболее уязвимых для подобных воздействий элементом является многофункциональная интегрально-оптическая схема (МИОС) на основе ниобата лития. Ниобат лития часто применяется для изготовления модуляторов благодаря высокому электрооптическому коэффициенту и стабильности оптических свойств, однако он обладает рядом паразитных свойств, оказывающих воздействие на значение выходного полезного сигнала [1,2].

В оптической схеме ВОГ, предложенной Э. Лефевром (рис. 1) модуляция наводится между оптическими волнами, распространяющимися по двум волноводам, разнесённым на поверхности кристалла ниобата лития [3]. Таким образом, неравномерно распределённые по поверхности кристалла паразитные пьезо- и пьезоэлектрический эффекты воздействуют на волны в неизвестном соотношении, а значит, не могут быть скомпенсированы.

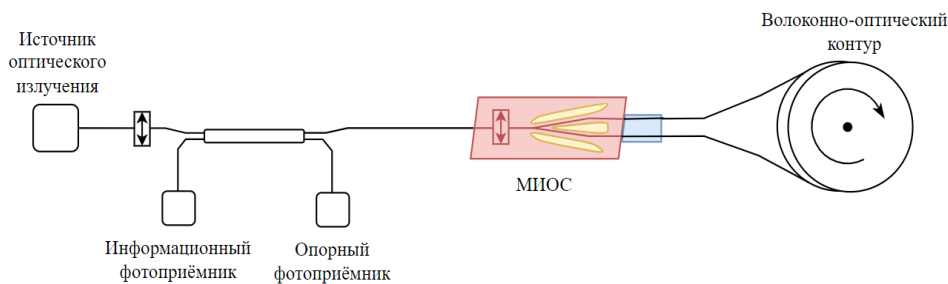


Рис. 1. Оптическая схема ВОГ

В оптической схеме разработанного волоконно-оптического гироскопа с модулятором двулучепреломления (ВОГ-МДЛП) (рис. 2) модулируемые оптические волны распространяются по одному волноводу, но по разным осям двулучепреломления [4]. Воздействие поверхностных паразитных эффектов нивелируется.

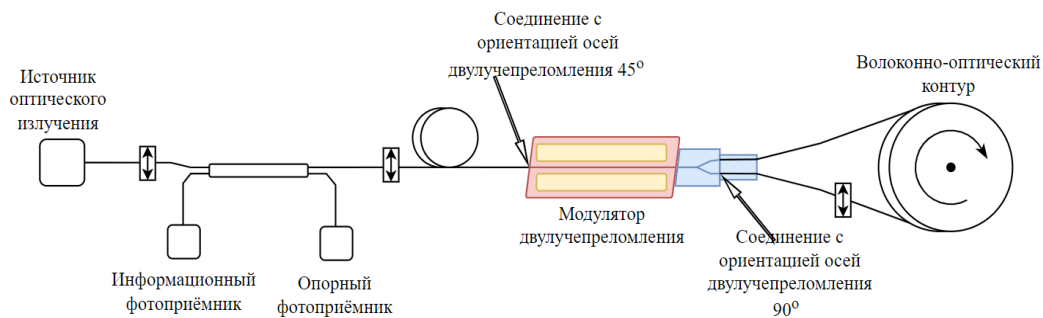


Рис. 2. Оптическая схема ВОГ-МДЛП

Был проведён ряд исследований ВОГ-МДЛП. Термические испытания показали малую зависимость сигнала угловой скорости от температуры (рис. 3) с разбросом от пика до пика $0,1^\circ$ и отсутствием явной зависимости при изменении температуры от 17°C до 37°C с разной скоростью.

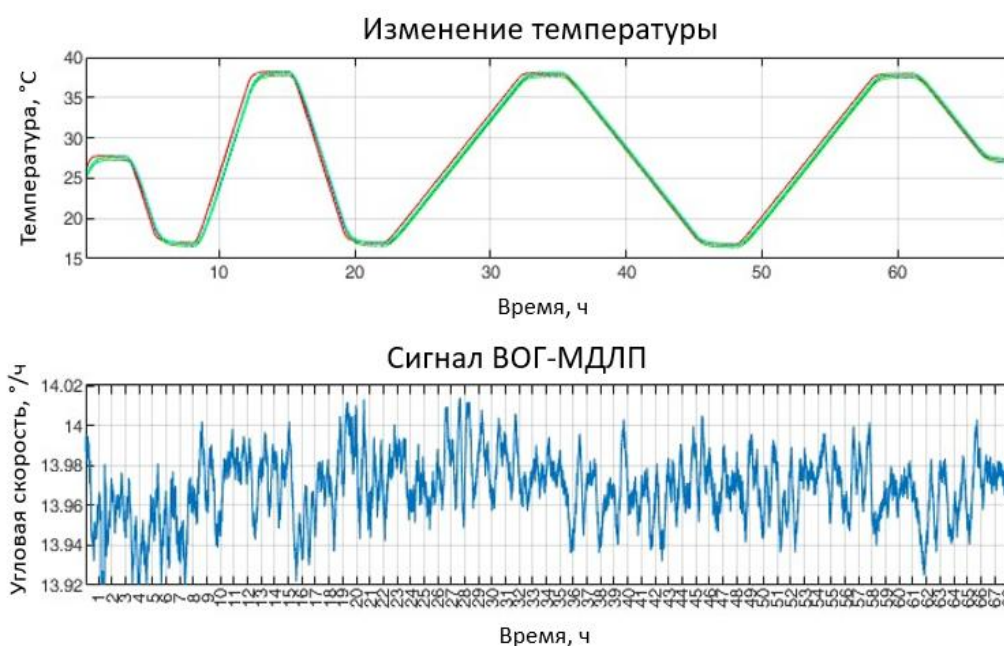


Рис. 3. Результат температурного эксперимента с указанным температурным профилем и сигналом угловой скорости ВОГ-МДЛП

Разработанный ВОГ-МДЛП работоспособен, показывает хорошие практические результаты при температурных испытаниях и представляет широкое поле для исследований.

Список литературы

1. Noguchi K. Lithium niobate modulators //Broadband Optical Modulators: Science, Technology, and Applications. – 2012. – С. 151-172.
2. Du W. Y. et al. Electro-optic property of Ti 4+-doped LiNbO 3 single crystal //Optical Materials Express. – 2016. – Т. 6. – №. 8. – С. 2593-2599.
3. Lefevre H. C. The fiber-optic gyroscope. – Artech house, 2022.
4. Кубланова ИЛ, Куликов АВ; Университет ИТМО. Интерферометрический волоконно-оптический гироскоп. Патент №2762530 РФ, МПК G01C 19/64. № 2021109627; Заявл. 07.04.2021; Опубл. 21.12.2021; Бюл. № 36.

ЦИФРОВАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ЗАШУМЛЁННОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ НЕКОНТРОЛИРУЕМОГО ЧИСЛА ОТРАЖЕНИЙ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА ОТ ОБЪЕКТОВ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

Е. В. Кузьмин^{1*}, М. М. Валиханов¹, А. А. Абдулхаков¹

¹Сибирский федеральный университет
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академика Киренского, д. 28
*E-mail: ekuzmin@sfu-kras.ru

Обсуждается необходимость цифровой фильтрации измерительной информации, полученной радиотехническими методами. Приводится зашумлённая экспериментальная амплитудно-временная зависимость сигнала с расширенным спектром, наблюдаемого подвижным приёмником на фоне отражений. Проводится фильтрация амплитудно-временной зависимости и демонстрируется её эффективность.

Радиотехнические измерения, выполняемые в реальных условиях, как правило, несвободны от различных мешающих компонентов, подавление которых очень часто представляет практический интерес. Примером являются амплитудные измерения параметров сигналов ГНСС, принимаемых на фоне собственного шума приёмника и неконтролируемого количества (априорно неизвестного) отражений от объектов окружающей среды [1–6]. Получаемые в длительных сеансах приёма амплитудно-временные зависимости (АВЗ) сигналов ГНСС для решения задач по мониторингу состояния объектов природной среды могут требовать фильтрации. Кроме того, любые радиотехнические измерения могут требовать фильтрации.

Цель работы: представить пример экспериментальной зашумлённой АВЗ и результаты её цифровой фильтрации с количественной оценкой эффективности.

На рис. 1 представлена экспериментальная зашумлённая АВЗ, полученная в длительном сеансе приёма сигнала ГНСС подвижным приёмником, находящимся в условиях многолучевого приёма [6]. Частота дискретизации при регистрации АВЗ составляла 1 Гц. Известно [4], что такие АВЗ являются узкополосными процессами, а их основные спектральные особенности находятся в области низких частот, что позволяет обосновать полосу пропускания цифрового фильтра [4; 5]. На рис. 2 в графическом виде представлены результаты цифровой фильтрации АВЗ, показанной на рис. 1. Полоса пропускания фильтра при обработке принималась равной 0,01 Гц (зависимость 1, рис. 2) с дальнейшим сужением в 12 раз (зависимость 2, рис. 2). Для фильтрации, реализованной в режиме постобработки, применён цифровой Фурье-фильтр, обладающий амплитудно-частотной характеристикой *rect*-типа (близкой к прямоугольной), причём учитывающей повторение спектра дискретизированного процесса [5].

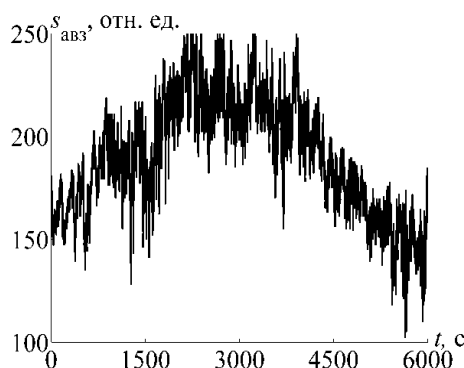


Рис. 1. Экспериментальная зашумлённая АВЗ, зарегистрированная в длительном сеансе приёма подвижным приёмником

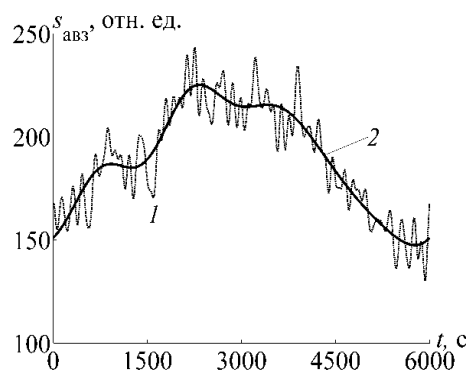


Рис. 2. Фильтрованная АВЗ (Фурье-фильтр с жест-характеристикой, полоса пропускания 0,01 Гц (кривая 1) и 0,83 мГц (кривая 2))

Из рис. 2 видно, что фильтрация АВЗ оказывается весьма эффективной. Сравнение АВЗ на рис. 1 и рис. 2 (кривая 1) позволяет констатировать, что шумовая (флуктуационная) компонента заметно подавляется, а наблюдаемые осцилляции, обусловленные, по-видимому, наличием многолучевых отражений, а также некоторыми особенностями реализации приёмной аппаратуры, обладают существенным разбросом значений. Их подавление возможно за счёт дополнительного сужения полосы пропускания фильтра (см. рис. 2, кривая 2). Количественные оценки эффективности проведённой фильтрации следующие. Для случая полосы пропускания 0,01 Гц (рис. 2, кривая 1) имеем уровень снижения дисперсии шума на 17 дБ, а для случая 0,83 мГц (рис. 2, кривая 2) подавление осуществляется на 27,8 дБ [5].

В работе проведено краткое обсуждение необходимости цифровой фильтрации различной радиотехнической измерительной информации. Представлен практический пример экспериментальной зашумлённой АВЗ сигнала ГНСС, зарегистрированной подвижным приёмником в условиях наличия многолучевых отражений. Проведена постобработка АВЗ и в графическом виде представлены результаты фильтрации АВЗ. Приведены оценки глубины подавления шумовой компоненты (17...28 дБ). Приведённый пример не ограничивает область применимости результатов.

Список литературы

1. В.Б. Кашкин, В.И. Кокорин, В.Л. Миронов, и др. Экспериментальное определение электрофизических параметров лесного покрова с использованием сигналов глобальных навигационных систем ГЛОНАСС и GPS // Радиотехника и электроника. 2006. Т.51. №7. С. 825–830.
2. GNSS Remote Sensing / S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. – Dordrecht, Heidelberg, New York, London: Springer, 2014. – 286 p.
3. М.И. Михайлов, К.В. Музалевский, В.Л. Миронов. Измерение толщины льда на пресноводном пруде и реке с использованием сигналов ГЛОНАСС и GPS // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2017. Т.14. №2. С. 167–174.
4. Е.В. Кузьмин, А.В. Сорокин. Фурье-спектры амплитудных вариаций суперпозиции сигналов навигационных спутников вблизи поверхностей с различными свойствами // Письма в журнал технической физики. 2021. Т.47. №18. С. 26–28.
5. Е.В. Кузьмин, А.В. Сорокин. Цифровая фильтрация результатов ГНСС-рефлектометрии // Цифровая обработка сигналов. 2021. №1. С. 51–54.
6. В.В. Какоткин, А.А. Абдулхаков, Г.К. Макаренко, и др. Использование системы спутниковой навигации при проведении сейсморазведочных работ на водных акваториях // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета имени академика М. Ф. Решетнева. 2011. №2 (35). С. 114–116.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА ОДНОПИКСЕЛЬНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕКТОВ В LIDAR ТЕХНОЛОГИЯХ

А. К. Лаппо-Данилевская^{1*}, А. О. Исмагилов¹ А. Н. Цыпкин¹

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д. 49

*E-mail: asyaL-D@yandex.ru

Продемонстрированы результаты моделирования успешного применения однопиксельной визуализации для восстановления трехмерных изображений объектов в комбинации с реализацией технологии лазерных дальнометров, основанных на импульсном излучении (ToF), и частотно-модулированном непрерывном излучении (FMCW). Для ToF случая показано увеличение точности распознавания расстояний между объектами меньших, чем проходит свет за половину длительности сканирующего импульса.

В настоящее время для получения трехмерных изображений объектов зачастую используются ЛИДАР технологии. Они активно применяются для автономной навигации [1,2], одометрии [3]. По технической реализации системы подразделяются на 2 конфигурации: флэш-камеры на основе многопиксельных детекторов с временным разрешением и одновременным освещением всего поля зрения, и сканирующие системы, использующие в своей основе растровое сканирование. Для растрового сканирования актуальной задачей является уменьшение времени восстановления изображения, в то время как для флэш-камер – увеличение соотношения сигнал/шум.

Альтернативным способом восстановления изображений для ЛИДАР технологий является однопиксельная визуализация, основанная на корреляционной функции между модулирующими излучение масками и интегральной интенсивностью. Использование однопиксельного детектора и разностной методики позволяет увеличить соотношение сигнал/шум, а также восстанавливать изображение объекта за меньшее количество итераций, благодаря применению технологии сжатого зондирования [4].

Однопиксельная визуализация подразделяется на 2 подхода в зависимости от расположения модулятора: до объекта – фантомная визуализация, после объекта – однопиксельная камера. В проведенных на данный момент исследованиях активно используется и изучается совмещение фантомной визуализации и ЛИДАР технологий [5,6,7]. В свою очередь применение однопиксельной камеры для трехмерной визуализации встречается реже [8], несмотря на обеспечение более высокого качества восстановленного изображения на дальних расстояниях по сравнению с фантомной визуализацией [9].

В данной работе представлено моделирование восстановления изображений объектов, расположенных на определенном расстоянии друг от друга, при совмещении метода однопиксельной камеры с двумя способами реализации лазерных дальнометров: по времени полёта импульсного излучения (ToF) и с использованием частотно-модулированного непрерывного излучения (FMCW).

В обоих случаях были использованы следующие параметры излучения: длина волны 1550 нм, пространственное распределение в форме Гаусса. Для распространения использовался метод углового спектра. Восстановленное методом однопиксельной визуализации дифракционное изображение требовалось распространить обратно на расстояние до объектов, полученное с помощью ЛИДАР-технологии, что говорит о взаимном дополнении технологий.

Для TOF и FMCW ЛИДАРОВ успешно продемонстрировано восстановление трехмерных изображений объектов (рис. 1), также для ToF – ЛИДАРА показано увеличение точности распознавания расстояния между объектами меньшим, чем свет проходит за половину длительности сканирующего импульса (5 нс) (Рис.2).

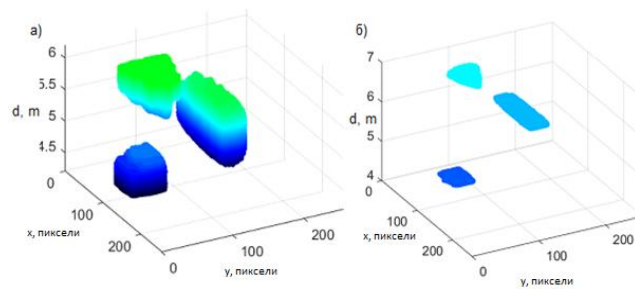


Рис. 1 а) TOF технология, объекты на расстоянии 5, 5.05, 5.1 м. б) FMCW технология, объекты на расстоянии 5, 5.85 и 6.7 м

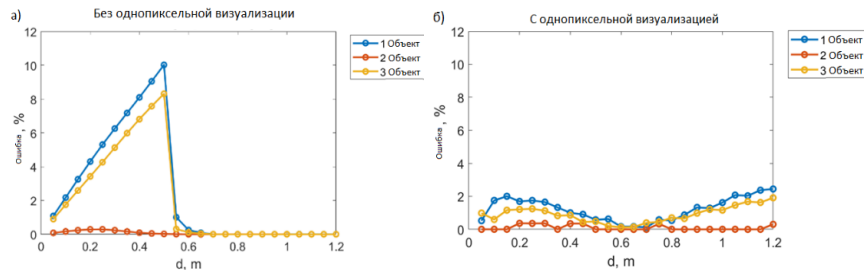


Рис. 2. Ошибка в определении расстояний TOF технологией без использования однопиксельной визуализации (а) и с ним (б).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт No 2019-0903).

Список литературы

1. Yoo H. W. et al. MEMS-based lidar for autonomous driving //e & i Elektrotechnik und Informationstechnik. – 2018.
2. Olvera T., Orozco-Rosas U., Picos K. Mapping and navigation in an unknown environment using LiDAR for mobile service robots //Optics and Photonics for Information Processing XIV. – SPIE, 2020. – Т. 11509. – С. 31-45.
3. Lee D. et al. LiDAR odometry survey: recent advancements and remaining challenges //Intelligent Service Robotics. – 2024. – С. 1-24.
4. Yu W. K. et al. Compressive microscopic imaging with “positive–negative” light modulation //Optics Communications. – 2016. – Т. 371. – С. 105-111.
5. Yang X. et al. Heterodyne 3D ghost imaging //Optics Communications. – 2016. – Т. 368. – С. 1-6.
6. Liu B. et al. Modeling and simulations of a three-dimensional ghost imaging method with differential correlation sampling //Optics Express. – 2021. – Т. 29. – №. 23. – С. 38879-38893.
7. Jie Y. et al. Three-dimensional imaging by compressed sensing based dual-frequency laser phase ranging //APL Photonics. – 2023. – Т. 8. – №. 7.
8. Lum D. J. et al. Frequency-modulated continuous-wave LiDAR compressive depth-mapping //Optics express. – 2018. – Т. 26. – №. 12. – С. 15420-15435.
9. Gong W. Performance comparison of computational ghost imaging versus single-pixel camera in light disturbance environment //Optics & Laser Technology. – 2022. – Т. 152. – С. 108140.

ОСОБЕННОСТИ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ФОТОЭЛЕКТРОНА ВЫРВАННОГО СВЕРХКОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

В. М. Молчановский^{1*}, Н. В. Ларионов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный морской технический университет
190121, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, 3
*E-mail: molchanovskiy@gmail.com

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195251, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Политехническая улица, 29

В работе теоретически исследуются квантовые вихри, возникающие при надбарьерной ионизации двумерного водородоподобного атома сверхкоротким лазерным импульсом. Получены аналитические выражения для волновых функций фотоэлектрона, содержащие информацию о квантовых вихрях. С их помощью анализируется количество и положение вихрей в импульсном и координатном пространствах, в зависимости от параметров ионизирующего импульса.

При взаимодействии одиночного атома с электромагнитным импульсом могут образовываться квантовые вихри - характерные возмущения в плотности вероятности электрона [1,2]. Это запрещённая для электрона область, вокруг которой плотность тока вероятности закручивается [3].

Ранее нами исследовались квантовые вихри, формирующиеся при надбарьерной ионизации двумерного атома водорода сверхкоротким лазерным импульсом [4]-[6]. Расчёты проводились как с помощью численного решения уравнения Шредингера, так и с помощью аналитического выражения для волновой функции фотоэлектрона, полученной в рамках нестационарной теории возмущений. Последняя изначально выведена в импульсном k -представлении и идентификация центров квантовых вихрей, а также анализ "симметричного" потока вероятности [7], проводились в соответствующем k -пространстве. Переход из k -пространства в обычное координатное пространство, для полученной волновой функции, выполнен не был.

В данной работе нам удаётся получить простые аналитические выражения для волновых функций фотоэлектрона, как в импульсном, так и в координатном пространствах. Эти волновые функции имеют вид произведения гауссова волнового пакет на полином определенной степени. Так в случае ионизации атома лазерным импульсом, продолжительностью T всего в 4 а.е., волновая функция фотоэлектрона имеет следующий вид

$$\Psi(r, \varphi, t) = \{c_1(t)r^2 + c_2(t)r \cos \varphi + c_3(t)\} \cdot \exp \left[-\frac{r^2}{|a(t)|^2} \right], \quad (1)$$

где $c_i(t)$ – константы, зависящие от времени t и от напряжённости поля; (r, φ) – полярные координаты фотоэлектрона, $|a(t)|^2$ – ширина гауссовой функции.

С помощью полученных волновых функций исследуется взаимосвязь вихрей в импульсном и координатном пространствах. Анализируется масштаб вихря, как функция напряженности ионизирующего поля.

На (рис. 1), с помощью (1) построена плотность вероятности фотоэлектрона а) и поле скоростей фотоэлектрона б), представляющего собой нормированный ток вероятности. Из графиков видно, что вокруг нулей плотности (тёмные области) поле скоростей фотоэлектрона закручивается.

Полученные результаты хорошо описывают численные расчёты, проведённые нами ранее.

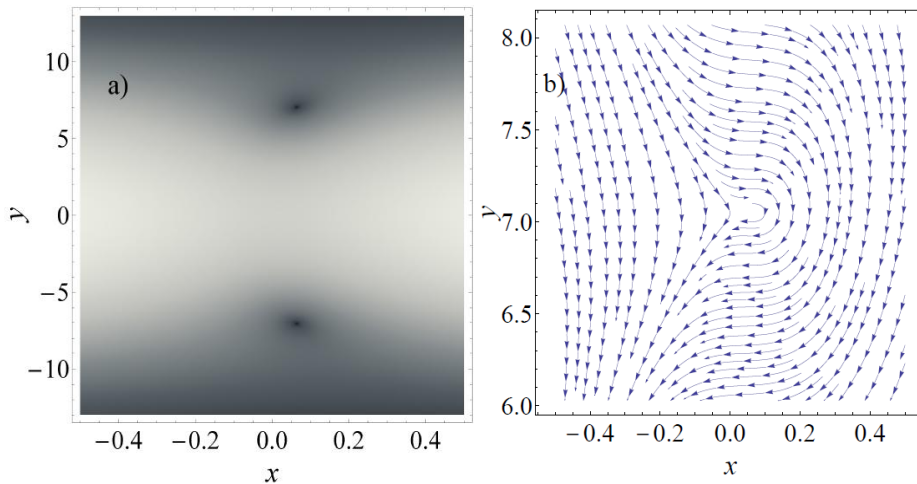


Рис. 1. а) плотность вероятности, б) векторное поле скоростей вокруг центра одного из вихрей.

Список литературы

1. S.Y. Ovchinnikov, J. Sternberg, J. Macek, T.-G. Lee, D.R. Schultz, Creating and manipulating vortices in atomic wave functions with short electric field pulses // *Phys. Rev. Lett.* 105, 203005, 2010.
2. J.M. Ngoko Djiokap, S.X. Hu, L.B. Madsen, N.L. Manakov, A.V. Meremianin, A.F. Starace, Electron vortices in photoionization by circularly polarized attosecond pulses // *Phys. Rev. Lett.* 115, 113004, 2015.
3. P. A. M. Dirac, Quantized singularities in the electromagnetic field // *Proc. Roy. Soc. London*, A133, 60, 1931.
4. Н.В. Ларионов, Д.Н. Макаров, А.А. Смирновский, С.Ю. Овчинников, Образование квантовых вихрей при ионизации атома сверхкоротким лазерным импульсом: 2d- и 3d-случаи // *ЖЭТФ* 156, 1035, 2019.
5. Н.В. Ларионов, В.М. Молчановский, Идентификация квантовых вихрей в импульсном пространстве // *Опт. и спектр.* 131, 1449, 2023.
6. Н.В. Ларионов, Влияние фазы ионизирующего предельно короткого лазерного импульса на образование квантовых вихрей в плотности распределения фотоэлектрона // *ЖЭТФ* 165, 317, 2024.
7. R.F. Nalewajski, On probability flow descriptors in position and momentum spaces // *J Math Chem*, 53, 1966–1985, 2015.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА

В. В. Лисенков*, В. В. Осипов, В. В. Платонов, Е. В. Тихонов

*Институт электрофизики УрО РАН
620016, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 106
E-mail: lisenkov@ier.uran.ru

Теоретически исследовано распределение электромагнитного поля при распространении лазерного излучения в прессованном микропорошке из прозрачных диэлектрических материалов (MgF_2 , CaF_2 , SiO_2 , BaF_2 , $MgAl_2O_4$, Al_2O_3 , $Nd:Y_2O_3$, YSZ и TiO_2), показатели преломления которых находятся в диапазоне 1.38÷2.48. Расчеты были выполнены для иттербиевого волоконного ($\lambda = 1.065$ мкм) и полупроводникового ($\lambda = 450$ нм) лазеров. В результате расчетов установлено, что сочетание рассеяния и интерференции излучения в среде из частиц диаметром единицы микрон приводит к усилению его интенсивности в локальных её участках на один-два порядка по сравнению с интенсивностью падающего излучения. Показано, что с ростом величины показателя преломления материала частиц это усиление возрастает. По нашему мнению, в подобных локальных максимумах запускаются как нелинейные механизмы поглощения лазерного излучения, приводящие к забросу электронов в зону проводимости, так и процессы ударной ионизации, приводящие к лавинообразному росту концентрации электронов в этой зоне. В результате материал начинает нагреваться вплоть до абляции. В работе приводятся численные расчеты, подтверждающие реализуемость указанного процесса. Результаты расчетов показали хорошее совпадение с полученными нами экспериментальными данными.

Нами численно решалось волновое уравнение Гельмгольца для электромагнитной волны, распространяющейся через прозрачную порошковую диэлектрическую среду, состоящую из частиц с показателем преломления n_p и воздуха $n_{air}=1$:

$$\Delta E + k_\lambda \epsilon_{p,air} E = 0$$

$$I = \frac{c \epsilon_0 E^2}{2}$$

где E – амплитуда напряжённости электрического поля; $k_\lambda = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\epsilon_{p,air}$ – диэлектрическая проницаемость частички материала порошка или воздуха, I – интенсивность электромагнитного излучения, c – скорость света в вакууме, ϵ_0 – электрическая постоянная. Подробно эта модель была описана в [1].

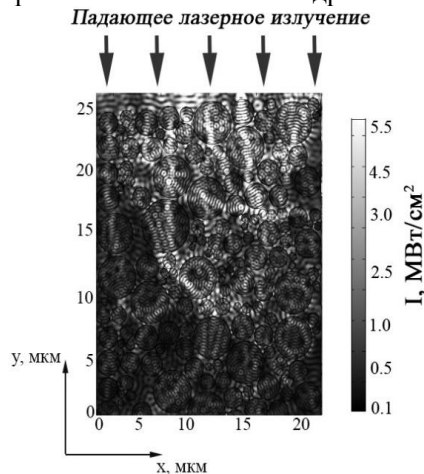


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения волоконного лазера рассеянного при прессованном порошке из Y_2O_3 . Интенсивность падающего излучения 0.46 MW/cm^2

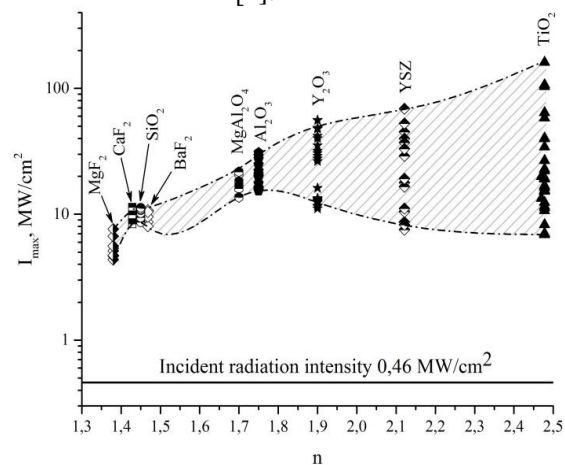


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения в наиболее сильном локальном максимуме от показателя преломления материала с учётом ширины спектральной линии

Очевидно, что излучение реального лазера имеет спектральную линию конечной (не нулевой) ширины. Поэтому, была проведена серия расчётов, в которой исследова-

лась зависимость интенсивности электромагнитного излучения в самом сильном локальном максимуме от показателя преломления материала, построенная с варьированием длины волны в пределах ширины спектральной линии излучения (рис. 2). Вертикальный ряд точек для каждого материала соответствует разным длинам в пределах указанной выше ширины спектральной линии.

Для того чтобы оценить влияние времени развитие электронной лавины на время запаздывания появления лазерного факела, нами были проведены расчеты частоты ионизации для различных материалов и интенсивностей лазерного излучения. Для этого решалось кинетическое уравнение для концентрации электронов в зоне проводимости [2]. Результаты расчетов представлены на рис. 3.

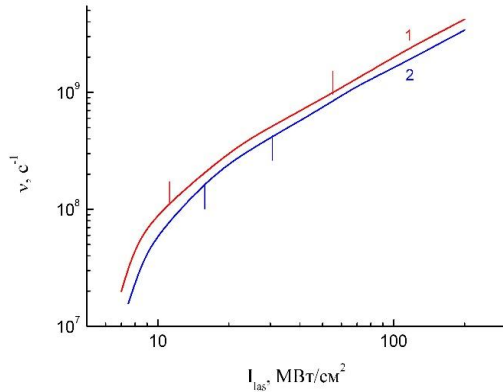


Рис. 3. Зависимость частоты ионизации от интенсивности лазерного излучения для Y_2O_3 (1) Al_2O_3 (2). Вертикальными линиями на кривых ограничены участки, соответствующие интервалам интенсивностей в локальных максимумах, приведенных на рис. 2.

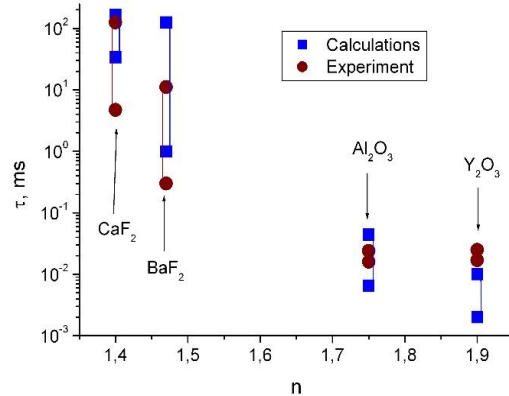


Рис. 4. Зависимости расчетного времени развития лавины по критерию “40 поколений” в частичке порошка диэлектрика (квадраты) и времени формирования лазерного факела, измеренного экспериментально (круги) от показателя преломления диэлектрика

На рис. 4 показана расчетная зависимость времени развития электронной лавины в частичке порошка, рассчитанному с учетом диффузии электронов в частички прессованного порошка, для некоторых диэлектриков. Квадраты ограничивают интервал значений, соответствующий интервалу интенсивностей в локальных максимумах, показанный на рис. 5 а. Для сравнения на рис. 4 показаны так же значения экспериментально измеренного времени формирования лазерного факела для этих же веществ, приведенные в [3]. Круги ограничивают диапазон разброса экспериментальных значений. Наблюдается неплохая корреляция между временем развития ионизации в диэлектрике и временем формирования лазерного факела.

Исследование поддержано РФФ №24-19-20074.

Список литературы

1. В.В. Осипов, В.В. Лисенков, В.В. Платонов, Е.В. Тихонов Воздействие лазерного излучения на пористые прозрачные материалы при их абляции // Квантовая электроника, vol. 48 (3), pp. 235–243, 2018.
2. M. Sparks, D.L. Mills, R. Warren, et.al. Theory of electron-avalanche breakdown in solids // Phys. Rev. B, vol. 24 (6), pp. 3519-3536, 1981.
3. В.В. Осипов, В.В. Платонов, В.В. Лисенков, Е.В. Тихонов Получение нанопорошков тугоплавких оксидов с помощью CO_2 и волоконного иттербиевого лазера // Физика и химия обработки материалов, № 5, pp. 5-21, 2021.

ПРОЦЕСС ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ И ЯВЛЕНИЯ ЕГО СОПРОВОЖДАЮЩИЕ

Д. М. Лубенко^{1,2*}, В. Е. Прокопьев^{1,3}

¹ *Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр-т. Академический, 2/3*

*E-mail: lubenkodm@gmail.com

² *Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр-т Ленина, 30*

³ *Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр-т Ленина, 36*

Работа посвящена подробному рассмотрению процесса филаментации фемтосекундного излучения. Рассматриваются экспериментальные результаты трансформации спектра импульса накачки в областях предфиламента, филамента и постфиламента при осевой и абберрационной фокусировке излучения.

Явления, возникающие при распространении лазерного излучения высокой интенсивности в различных средах, изучаются по меньшей мере уже 60 лет. Их рассмотрению посвящаются целые книги и сборники статей [1]. Одними из самых интересных эффектов являются самофокусировка, филаментация и генерация суперконтинуума [2]. С появлением фемтосекундных лазеров стало возможным наблюдать филаментацию и сопутствующие ей явления в газах и даже в воздухе при атмосферном давлении [3]. Рассмотрению возникающего при этом осевого суперконтинуума посвящено множество статей, в которых авторы рассматривают те ли иные механизмы уширения спектра, протекающие с различной эффективностью.

В данной работе подробно рассмотрен процесс филаментации, в различных областях [4]: предфиламента, филамента и постфиламента. Впервые экспериментально исследовано, как можно добиться высокой эффективности преобразования лазерного излучения в когерентный высоконаправленный сверхширокополосный суперконтинуум. Показано, что при филаментации в воздухе в областях предфиламента и филамента последовательно происходят процессы вынужденного комбинационного рассеяния и когерентного антистоксова рассеяния на азоте, приводящие к формированию спектрального триплета вблизи центральной длины волны фемтосекундного лазера, что в дальнейшем в филаменте и постфиламентационной области приводит к запуску параметрического процесса каскадного четырехволнового смешения компонент триплета с уширением спектра в антистоксову область вплоть до длин волн 300 – 350 нм. Полученные результаты хорошо согласуются с «классической» литературой [5, 6].

Работа была поддержана грантом РФФ № 23-22-00023.

Список литературы

1. Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects // ed. R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen. New York: Springer New York, 605 p., 2008.
2. R.R. Alfano, S.L. Shapiro Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses // Physical Review Letters, vol. 24 (11), pp. 592-594, 1970.
3. A. Braun, G. Korn, X. Liu et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air // Optics Letters, vol. 20 (1), pp. 73-75, 1995.
4. S.L. Chin, Y. Chen, O. Kosareva et al What is filament? // Laser Physics, vol. 18 (8), pp. 962-964, 2008.
5. И.Р. Шен Принципы нелинейной оптики // М.: Наука, С. 150, 1989.
С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин Оптика фемтосекундных лазерных импульсов // М.: Наука, С. 149, 1988.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ “ИДЕАЛЬНОГО” ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

И. П. Лукин

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, д. 1
E-mail: lukin_ip@iao.ru*

В работе приведены результаты теоретических исследований устойчивости “идеального” оптического вихря при распространении в однородной среде или турбулентной атмосфере. На основе анализа распределения интенсивности и средней интенсивности в поперечном сечении оптического излучения показано, что форма “идеального” оптического вихря при распространении в однородной среде или турбулентной атмосфере кардинально видоизменяется.

“Идеальным” оптическим вихрем (а “perfect” optical vortex) называется такой оптический вихрь, который не изменяет своего радиуса при изменении величины топологического заряда [1]. Сформировать “идеальный” оптический вихрь можно при помощи различных оптических устройств [2–5]. На практике применение таких оптических устройств приводит к формированию светлых колец с одним и тем же радиусом, который слабо зависит от топологического заряда оптического вихря [2–5]. Вместе с тем, случайные неоднородности турбулентной атмосферы, внося искажения в амплитуду и фазу оптического излучения [6], деформируют и сам “идеальный” оптический вихрь.

В данной работе теоретически рассматривается распространение “идеального” оптического вихря в однородной среде и турбулентной атмосфере. Анализируется пространственная структура интенсивности и средней интенсивности “идеального” оптического вихря при распространении либо в однородной среде, либо в случайно-неоднородной турбулентной атмосфере.

Поле “идеального” оптического вихря записывается следующим образом [1]:

$$U_v(\mathbf{\rho}) = U_v(\rho, \varphi_\rho) = E_v \delta(\rho - \rho_v) \exp(im\varphi_\rho), \quad (1)$$

где E_v – начальная амплитуда поля “идеального” оптического вихря (в данном случае амплитуда поля имеет размерность не $[Вт^{1/2}/м]$ как обычно, а $[Вт^{1/2}]$);

$\mathbf{\rho} = \{y, z\} = \{\rho, \varphi_\rho\}$ – пространственная координата в плоскости, перпендикулярной направлению распространения оптического излучения; $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака; m – топологический заряд “идеального” оптического вихря (целое число). Выражение (1) для поля описывает бесконечно тонкое световое кольцо радиуса ρ_v . Радиус светового кольца ρ_v , в свою очередь, не зависит от топологического заряда вихря m .

Используя принцип Гюйгенса – Френеля [6], можно записать поле “идеального” оптического вихря (1) в однородной среде. После вычисления интегралов получим следующее выражение, описывающее в параксиальном приближении изменение поля “идеального” оптического вихря при распространении в однородной среде:

$$U(x, \mathbf{\rho}) = U(x, \rho, \varphi_\rho) \cong E_v \frac{k\rho_v}{x} \exp\left(ikx + \frac{ik}{2x}\rho_v^2 + \frac{ik}{2x}\rho^2\right) J_m\left(\frac{k}{x}\rho_v\rho\right) \exp(im\varphi_\rho), \quad (2)$$

где x – расстояние от плоскости источника до плоскости, в которой находится текущая точка наблюдения. Таким образом, как видно из выражения (2), “идеальный” оптический вихрь (1) на трассе распространения в однородной среде формирует вихревой беселев оптический пучок. Для интенсивности этого вихревого бesselева пучка

$$I(x, \mathbf{\rho}) = U(x, \mathbf{\rho})U^*(x, \mathbf{\rho}) \cong E_v^2 \frac{k^2\rho_v^2}{x^2} J_m^2\left(\frac{k}{x}\rho_v\rho\right) \quad (3)$$

характерно убывание по квадратичному закону от расстояния $1/x^2$ (как в сферической волне) и линейное возрастание диаметра колец Бесселя пучка: $\propto x/(k\rho_v)$. Кроме того, для данного пучка присутствует зависимость его интенсивности (3) от величины топологического заряда m “идеального” оптического вихря (1). Чем больше величина топологического заряда m , тем больше центральное тёмное пятно Бесселя пучка (3).

Выражение для средней интенсивности “идеального” оптического вихря (1) в турбулентной атмосфере, записанное в параксиальном приближении с использованием расширенного принципа Гюйгенса – Френеля [6], имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle I(x, \rho) \rangle = \langle I(x, \rho, \varphi_\rho) \rangle = & \frac{E_v^2 k}{4\pi^2 x} \beta_0^2 \exp\left(-\frac{2}{3} q \beta_0^2\right) \int_0^{2\pi} d\varphi \exp\left[im\varphi - i\beta_0 \beta_0 \cos(\varphi - \varphi_\rho)\right] \times \\ & \times \int_0^{2\pi} d\psi \exp\left[-im\psi + i\beta_0 \beta_0 \cos(\psi - \varphi_\rho) + \frac{2}{3} q \beta_0^2 \cos(\varphi - \psi)\right], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\beta_0 = \sqrt{k/x\rho}$ – нормированная на диаметр первой зоны Френеля $\sqrt{x/k}$ координата модуля вектора точки наблюдения; $\beta_0 = \sqrt{x/k\rho_v}$ – нормированный радиус светового кольца; $q = x/(k\rho_0^2)$ – параметр, определяющий оптическую толщину турбулентной атмосферы; ρ_0 – радиус когерентности плоской оптической волны в турбулентной атмосфере. При выводе формулы (4) использовалась квадратичная аппроксимация функции, описывающей влияние случайных неоднородностей среды на оптическое излучение.

Средняя интенсивность “идеального” оптического вихря на его оптической оси в турбулентной атмосфере отлична от нуля:

$$\langle I(x, 0) \rangle = \frac{E_v^2 k}{x} \beta_0^2 \exp\left(-\frac{2}{3} q \beta_0^2\right) I_m\left(\frac{2}{3} q \beta_0^2\right). \quad (5)$$

Для фиксированного радиуса кольца ρ_v по мере увеличения оптической толщины турбулентной атмосферы q средняя интенсивность на оптической оси (5) сначала увеличивается, а затем начинает уменьшаться. Максимальное значение $\langle I(x, 0) \rangle$ зависит от величины топологического заряда m : чем m больше, тем $\text{Max}[\langle I(x, 0) \rangle]$ меньше.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. В.В. Котляр, А.А. Ковалёв. Ускоряющиеся и вихревые лазерные пучки. М: Физматлит, 256 с., 2019.
2. A.S. Ostrovsky, C. Rickenstorff-Parrao, V. Arrizon. Generation of the “perfect” optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator // Opt. Lett., vol. 38 (4), pp. 534–536, 2013.
3. M. Chen, M. Mazilu, Y. Arita, E.M. Wright, K. Dholakia. Dynamics of microparticles trapped in a perfect vortex beam // Opt. Lett., vol. 38 (22), pp. 4919–4922, 2013.
4. P. Vaity, L. Rusch. Perfect vortex beam: Fourier transformation of a Bessel beam // Opt. Lett., vol. 40 (4), pp. 597–600, 2015.
5. M.V. Jabir, N. Apurv Chaitanya, A. Aadhi, G.K. Samanta. Generation of “perfect” vortex of variable size and its effect in angular spectrum of the down-converted photons // Scientific Reports, vol. 6, 21877, 2016.
6. L.C. Andrews, R.L. Phillips. Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 783 p., 2005.

ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ГАЗЕ В УСЛОВИЯХ ИЗМЕНЕНИЯ РАССТРОЙКИ ВОЛНОВЫХ ВЕКТОРОВ ВСЛЕДСТВИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

К.В. Львов^{1,2*}, С.Ю. Стремоухов²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119234, Российская Федерация, Москва, ул. Ленинские горы, д. 1

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
123182, Российская Федерация, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

*lvov.kv14@physics.msu.ru

Предложен альтернативный подход к определению условий фазового синхронизма при генерации оптических гармоник в газовой среде, позволяющий учесть изменение расстройки волновых векторов, вызванное распространением интенсивного фемтосекундного лазерного излучения. Исследована возможность увеличения сигнала третьей гармоники за счет увеличения давления газовой среды при сохранении поглощения на низком уровне.

Фазовый синхронизм, как правило, описывается несколькими вкладками в расстройку волновых векторов основной частоты и гармоники, такими как атомная (дипольная) фаза, геометрическая фаза, дисперсия среды, фазовая самомодуляция и фазовая модуляция вследствие генерации свободных носителей [1]. При этом расстройка волновых векторов предполагается постоянной во время распространения лазерного импульса [1-3], что оказывается неверным при высокой интенсивности лазерного излучения, приводящем к генерации свободных носителей и модуляции интенсивности и пространственного распределения лазерного излучения. В некоторых работах (например, [4]) были предложены методы, в которых различные вклады в фазовый синхронизм учитываются в интегральной форме, что затрудняет анализ расстройки волновых векторов.

В данной работе исследуется фазовый синхронизм в условиях изменения расстройки волновых векторов, вызванного распространением интенсивного фемтосекундного лазерного излучения струю аргона. Распространение лазерного излучения моделируется с помощью уравнения однонаправленного распространения импульса (UPPE) [5]. Лазерные импульсы имеют гауссову форму, длительность 240 фс (на уровне $1/e^2$), спектрально ограничены с длиной волны 4,5 мкм. Энергия импульса изменяется от 0,8 до 1,4 мДж (интенсивность излучения в фокусе от $4,5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² до $7,8 \cdot 10^{13}$ Вт/см²). Давление газовой струи изменялось в диапазоне от 1 до 24 бар.

Непосредственный расчет расстройки волновых векторов $\Delta k = 3k_z(\omega_0) - k_x(3\omega_0)$ показывает, что эта величина может существенно меняться в процессе распространения лазерного излучения. Даже при давлении 1 бар, при котором практически отсутствует влияние тока свободных носителей J_{pi} и тока фотоионизации J_{pi} , рассогласование волновых векторов Δk принимает значения в диапазоне от 0,7 до 1,4 см⁻¹.

Помимо расчета расстройки волновых векторов Δk , еще одним полезным инструментом анализа условий фазового синхронизма при генерации гармоник является разность фаз $\Delta\phi$ между фазой гармоники $E(z, 3\omega_0, k_x)$ и фазой добавки к сигналу гармоники при распространении $\partial E(z, 3\omega_0, k_x)/\partial z$ (рис. 1).

Генерация будет более эффективной, если фаза вектора $\partial E/\partial z$ будет совпадать или периодически изменяться около значения фазы вектора E . В случае 0,8 мДж (сплошные линии на рис. 1) при низких давлениях (например, 1 бар) разность $\Delta\phi$ монотонно меняется с z , что соответствует генерации гармоник с постоянной расстройкой волновых векторов. При высоких давлениях (например, 24 бар) $\Delta\phi$ колеблется около нуля в области $z < 0,4$ см, и гармонический сигнал резко возрастает. В случае 1,4 мДж (штриховые линии на рис. 1) из-за высокого поглощения и влияния тока свободных носителей разность фаз $\Delta\phi$ сильно отклоняется от нуля на протяжении всего распространения лазерного излучения, вследствие чего сигнал гармоники снижается.

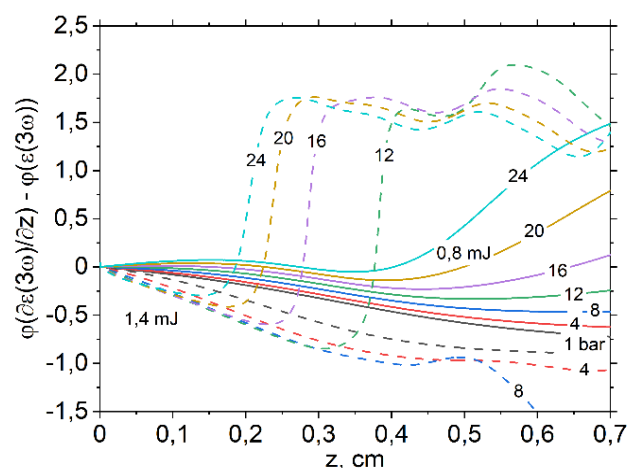


Рис. 1. Разность фаз гармоники $E(3\omega_0)$ и величины $\partial E(3\omega_0)/\partial z$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда № 24-22-00188, <https://rscf.ru/project/24-22-00188/>.

Список литературы

1. R. Weissenbilder, S. Carlström, L. Rego et al. How to optimize high-order harmonic generation in gases // *Nat. Rev. Phys.*, vol. 4, pp. 713–722, 2022.
2. O. Finke, J. Vabek, M. Nevrkla et al. Phase-matched high-order harmonic generation in pre-ionized noble gases // *Sci. Rep.*, vol. 12, p. 7715, 2022.
3. J. Rothhardt, M. Krebs, S. Hadrich. Absorption-limited and phase-matched high harmonic generation in the tight focusing regime // *New J. Phys.*, vol. 16, p. 033022, 2014.
4. S. Yu. Stremoukhov, A. V. Andreev. Quantum-mechanical elaboration for the description of low- and high-order harmonics generated by extended gas media... // *Las. Phys.*, vol. 28, p. 035403, 2018.
5. A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti et al. Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation // *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, vol. 199, pp. 5–76, 2011.

НАБЛЮДЕНИЕ РЕЗОНАНСОВ ХАНЛЕ И БЕЛЛА-БЛУМА В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ МЕТОДАМИ ПОЛЯРИМЕТРИИ ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ К АТОМНОЙ МАГНИТОМЕТРИИ

А. О. Макаров^{1,2*}, К. С. Козлова^{1,2}, В. И. Вишняков¹, Д. В. Бражников^{1,2}, А. Н. Гончаров^{1,2,3}

¹Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 15Б
*E-mail: werklore@mail.ru

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

³Новосибирский государственный технический университет
630073, Российская Федерация, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

В работе предложены два метода регистрации магнитооптических резонансов (МОР) в миниатюрных ($\approx 0.1 \text{ см}^3$) ячейках с парами ^{87}Rb . Первый метод представляет собой развитие метода Белла-Блума для скалярных измерений магнитного поля с оптической накачкой атомов амплитудно-модулированным светом эллиптической поляризации в комбинации с поляриметрической техникой регистрации резонанса. Второй метод основан на эффекте Ханле с использованием двух линейно поляризованных пучков. МОР в этом случае регистрируется в повороте линейной поляризации одного из пучков. Предложенные методы демонстрируют повышенный динамический диапазон измерений и предельную чувствительность в диапазоне $10 - 100 \text{ фТл}/\sqrt{\text{Гц}}$ при относительно невысоких температурах ячейки ($\leq 80^\circ\text{C}$), что важно для ряда приложений.

Высокочувствительные магнитометры с оптической накачкой (МОН) представляют большой интерес для приложений как в области прикладных исследований (медицинская диагностика, детектирование предвестников землетрясений, поиск полезных ископаемых и др.), так и в области фундаментальной физики (поиск тёмной материи и дипольного момента нейтрона). Для многих приложений миниатюризация МОН, снижение энергопотребления и тепловыделения играют принципиальное значение. Современные высокочувствительные миниатюрные МОН используют, как правило, атомы рубидия или цезия, и работают в режиме подавленной спин-обменной релаксации (SERF). Для этого режима требуется относительно высокая температура паров ($150-200^\circ\text{C}$).

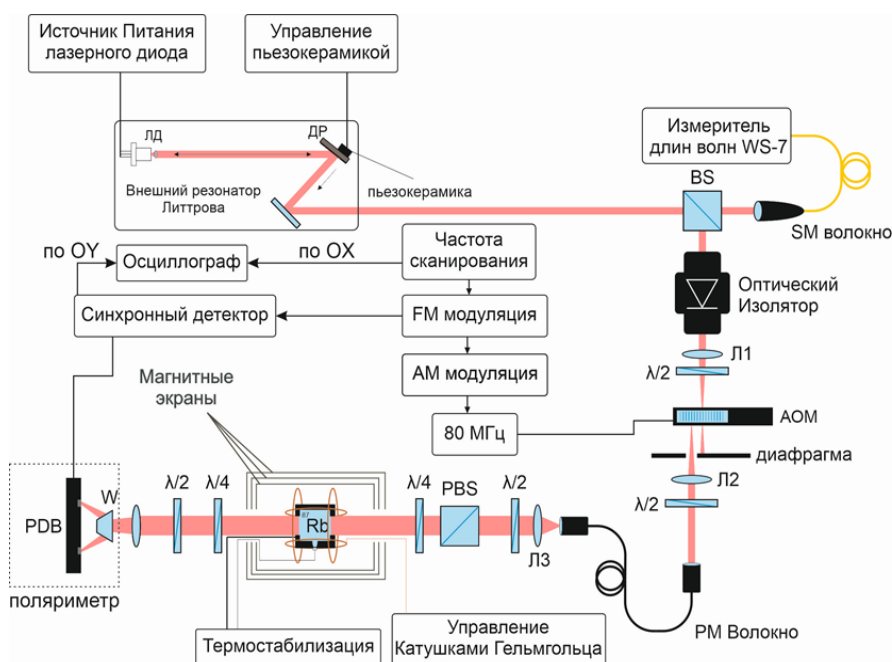


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для регистрации резонансов Белла-Блума в изменении параметра эллиптичности световой волны

В работе предложены два метода регистрации магнитооптических резонансов (МОР) в миниатюрных ($\approx 0.1 \text{ см}^3$) ячейках с парами ^{87}Rb и буферным газом. Первый метод представляет собой развитие метода Белла-Блума [1] для скалярных измерений магнитного поля с оптической накачкой атомов амплитудно-модулированным циркулярно поляризованным светом (рис. 1). В нашем случае вместо циркулярной поляризации предложено использовать эллиптическую, а резонанс регистрировать в изменении параметра эллиптичности. Поляриметрическая техника регистрации позволила получить МОР с хорошим отношением сигнал/шум (рис. 2).

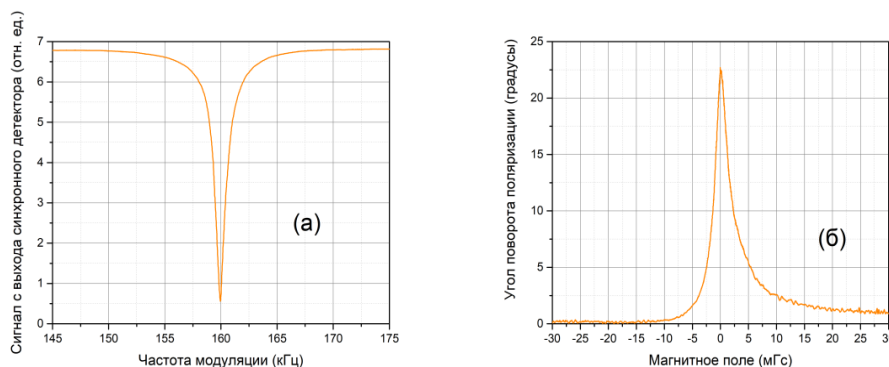


Рис. 2. (а) Пример резонанса Белла-Блума, наблюдаемого в изменении эллиптичности света, (б) Резонанс вращения линейной поляризации при температуре паров 82°C

Второй метод представляет собой развитие метода Ханле-спектроскопии (резонансы пересечения уровней в нулевом магнитном поле) [2]. В предложенной модификации использовались два встречных линейно поляризованных пучка (пробный и накачка). МОР регистрировался в разностном канале балансного фотодетектора, сигнал которого пропорционален углу вращения линейной поляризации пробного пучка [3]. Экспериментально был зарегистрирован необычно большой угол поворота поляризации, равный $\approx 22^\circ$ (рис. 3) при длине исследуемой ячейки около 20 мм. Также была рассмотрена схема с одним эллиптически поляризованным пучком, как в описанном выше методе Белла-Блума. Резонанс также регистрировался по изменению параметра эллиптичности. Такой вариант Ханле-сенсора позволяет добиться существенной миниатюризации его физической части.

Оценка предельно достижимой чувствительности МОН в предложенных схемах находится в диапазоне $10 - 100 \text{ фТл}/\sqrt{\text{Гц}}$, что соответствует наилучшим коммерческим миниатюрным сенсорам, работающим в режиме SERF. Однако, в нашем случае этот режим не используется, что позволяет существенно снизить температуру ячейки ($\leq 80^\circ\text{C}$) и, как следствие, его тепловыделение и энергопотребление, что важно для ряда приложений. Кроме того, отсутствие режима SERF также расширяет динамический диапазон сенсоров. В частности, работоспособность сенсора Белла-Блума была проверена в условиях земного магнитного поля.

Работа была поддержана Российским научным фондом (грант № 23-12-00195).

Список литературы

1. W. E. Bell and A. L. Bloom. Optically driven spin precession // *Physical Review Letters*, vol. 6 (6), pp. 280–281, 1961.
2. Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой. Возможности измерения малых магнитных полей методами оптической ориентации атомов // *Оптика и спектроскопия*, Том XXIII, с. 282-286, 1967.
3. А. О. Makarov, D. V. Brazhnikov, A. N. Goncharov. Observation of the strong magneto-optical rotation of the polarization of light in rubidium vapor for applications in atomic magnetometry // *JETP Lett.*, vol. 117, pp. 509, 2023.

РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ СУХИХ И ВЛАЖНЫХ ЛЬДОВ СИГНАЛАМИ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ ДИАПОЗОНА L1

В. Г. Подопригора^{1,2}, М. Ю. Реушев^{1,3*}, Д. С. Макаров³, Д. В. Харламов³, К. В. Краснощеков³

¹СФУ, Россия, 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28.

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

³ФИЦ КНЦ СО РАН, Россия, 660036, Красноярск, ул. Академгородок, 50

*E - mail: reuqem@mail.ru

Представлены результаты серии измерений амплитудно-временных зависимостей интерференционного поля сигналов от навигационных спутников отраженных от слоистой поверхности снежно-ледовых покровов соленого озера. Для анализа полученных результатов, была использована модель многолучевого отражения в рамках геометрической оптики. В ходе исследований, выявлена возможность использования ГНСС-рефлектометрии в мониторинге динамики состояния водных поверхностей.

Известно, что методы многолучевой интерферометрии (ГНСС - рефлектометрия) с использованием сигналов навигационных спутников (НС) позволяют получать информацию об электрофизических параметрах слоистых земных покровов.

В настоящей работе приведены результаты ГНСС – рефлектометрии снежно - ледовых покровов вблизи среднесоленого озера Белё (Республика Хакасия) в период времени с февраля по май 2024 г. Составы ледовых поверхностей в этот период значительно отличались между собой по структуре и содержанием в них влаги.

На рис.1 приведены примеры, полученных в ходе измерений амплитудно-временных зависимостей (АВЗ) (Рис.1 а., в.) и результаты обработки АВЗ с помощью функции быстрого Фурье преобразования (БФП) (Рис.1 б., г.).

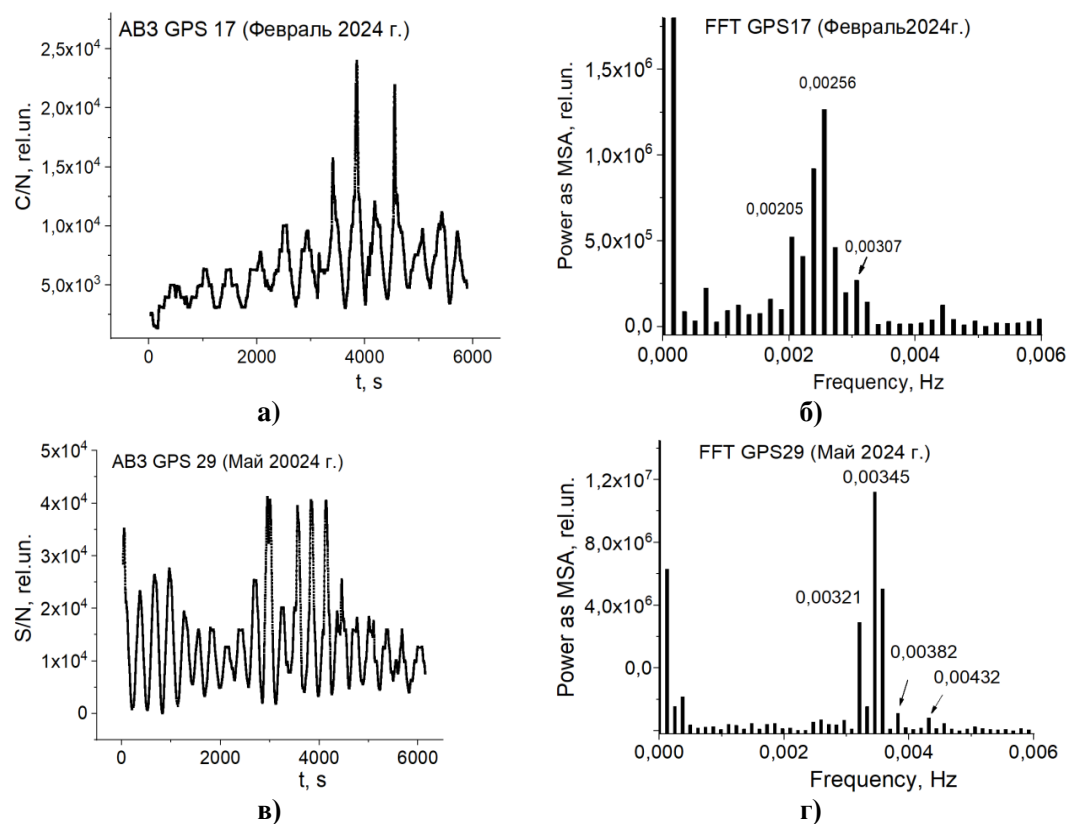


Рис.1. Результаты рефлектометрических измерений.

Как можно увидеть из рис.1 спектральные составы АВЗ интерферограмм от ледо-

вых поверхностей существенно отличаются между собой. Повышенное содержание влажности в структуре льда, приводит к «обеднению» спектрального состава АВЗ, измеренных в мае 2024 г., по сравнению со спектром АВЗ, измеренных в феврале 2024 г.

Для теоретического анализа, полученных в ходе измерений интерферограмм была использована модель многолучевого отражения в рамках геометрической оптики [1]. Согласно этой модели для системы слоев «воздух-снег-лед-вода» радиолуч от НС падает на границу «воздух-снег», частично отражается, распространяется вовнутрь, отражается от внутренних слоев, возвращается к верхней границе, а затем – к приёмнику. Амплитуда U_i волны, пришедшей на него от i -го слоя, описывается выражением [1]:

$$U_i = R_{i,i+1} \prod_{k=1}^{k=i} T_{k-1,k} T_{k-1,k} e^{-2\alpha_k d_k}, \#(1)$$

где $R_{i,i+1}$ и $T_{k-1,k}$ – коэффициенты отражения и пропускания Френеля, зависящие от диэлектрической проницаемости ε_k и угла падения θ , α_k – коэффициент ослабления волны в k -ом слое ($\alpha_k = \frac{2\pi}{\lambda} |\text{Im}(\sqrt{\varepsilon_k})|$); $d = H_k / \cos \theta_k$; H_k и θ_k – толщина слоя и угол падения на границу в k -ом слое, подчиняющийся закону Снелла.

Комплексная диэлектрическая проницаемость ε_{is} зависит от количества влаги в слоях снега и льда. Для учета зависимостей ε_{is} от объемного содержания влаги W использовали следующие формулы [2, 3]:

$$\varepsilon_{is} = \left[\varepsilon_{id}^{1/3} + W \left(\varepsilon_{iw}^{1/3} - \varepsilon_{id}^{1/3} \right) \right]^3 \#(2)$$

$$\varepsilon_{is} = \varepsilon_{id} + (0,1W + 0,8W^2)\varepsilon_{iw} \#(3)$$

где ε_{iw} и ε_{id} – действительные части диэлектрической проницаемости воды и сухого льда соответственно.

Для системы, которая характеризуется следующими параметрами: $\theta = 45^\circ$; снег - $d_1 = 0,1$ м; $\varepsilon_d = 1,389 - j \cdot 2 \cdot 10^{-4}$; лед - $d_2 = 0,44$; $\varepsilon_d = 2,93 - j8 \cdot 10^{-4}$; вода: $\varepsilon_w = 82 - j \cdot 2,5$, были рассчитаны амплитуда волн, приходящих на приёмник от каждого слоя. Амплитуда U_0 волны, отражённой от снега при увеличении влажности от 0 до 0,8 увеличивается от 0,081 до 0,7. Амплитуда U_1 волны отраженной ото льда, при увеличении влажности уменьшается с 0,168 до 0,01 при $w = 0,4$. Ещё быстрее уменьшаются амплитуды волн, приходящих от границы «лед-вода». Это связано с резким увеличением коэффициента затухания при повышении влажности в слоях снега и льда.

Выводы расчетов хорошо объясняют результаты измерений, примеры которых приведены на рис.1.

Таким образом, результаты исследований показывают возможность использования ГНСС-рефлектометрии в мониторинге динамики состояния ледовых поверхностей.

Список литературы

1. S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. GNSS Remote Sensing: Theory, Methods and Applications // Springer: Dordrecht, The Netherlands, 276 p., 2014.
2. F. Ulaby, R. Moore, A. Fung. Microwave remote sensing active and passive. // III: Artech House, 1990
3. Wang J. R., Schmugge T. J. An empirical model for the complex dielectric permittivity of soils as a function of water content // IEEE Transactions on Geoscience and remote sensing, N. 4, pp. 288-295, 1980.

ВЗАИМНОЕ ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ФАЗОВОЙ САМОМОДУЛЯЦИИ И ГЕНЕРАЦИИ УТРОЕННЫХ ЧАСТОТ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ МАЛОПЕРИОДНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

М. В. Мельник^{1*}, И. Р. Арцер¹, А. Н. Цыпкин¹, С. А. Козлов¹

¹НОЦ Фотоники и Оптоинформатики, Университет ИТМО
199004, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кадетская линия, д. 3, к. 2
*E-mail: mmelnik@itmo.ru

В работе рассмотрено явление интерференции излучения, генерируемых на утроенных частотах и излучения, обусловленного фазовой самомодуляцией при распространении малопериодных терагерцовых импульсов в кубической нелинейной среде. Данная интерференция может быть как конструктивной, так и деструктивной в зависимости от параметров импульса на входе в среду. Для однопериодного импульса наблюдается взаимное затухание этих эффектов в 20 раз, а для однопериодного - взаимное усиление в 1,7 раза. Таким образом, варьируя параметры малопериодных терагерцовых волн, возможно управлять нелинейными процессами, наблюдаемыми в оптических средах.

За последнее время в области нелинейной оптики импульсного терагерцового (ТГц) излучения было получено множество интересных результатов, основные особенности которых связаны с тем, что ТГц импульсы – это обычно волны из малого числа колебаний [1]. В качестве примера можно привести явление исчезновения самофокусировки импульса из одного полного колебания даже при его мощностях, многократно превосходящих критическую [2] или исчезновение генерации излучения на удвоенных частотах, и генерация излучения на утроенных частотах для однопериодных ТГц импульсов, распространяющихся в квадратично нелинейной среде [3].

Аналогичный по неожиданности результат был предсказан в теоретической работе [4] и для кубически нелинейных сред: в поле однопериодной волны генерация излучения исчезает на утроенных частотах и возникает на учетверённых частотах. Этот эффект был подтвержден экспериментально в работе [5] и объяснен интерференцией волн, генерируемых в нелинейной среде на утроенных частотах и вызванных фазовой самомодуляцией. Такая интерференция является непривычной для импульсов видимого и ближнего ИК диапазонов спектра и характерно для волн из малого числа колебаний.

В настоящей работе рассмотрены закономерности явления интерференции волн, генерируемых на утроенных частотах и возникающих из-за фазовой самомодуляции при распространении импульсного ТГц излучения в средах с кубической нелинейностью, в зависимости от числа колебаний и временной формы импульса на входе в среду. Показано, что рассматриваемая интерференция может быть как конструктивной, так и деструктивной и в зависимости от профиля поля импульса указанные эффекты усиливаются или ослабляются.

Модель распространения импульсного ТГц излучения в прозрачной диэлектрической среде с кубической нелинейностью основана на полевом уравнении, представленном в работе [6] и имеющем вид:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{L_p} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{L_{disp}} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + \frac{1}{L_{nl}} E^2 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{L_{diffr}} \Delta_{\perp} \int_{-\infty}^t E dt', \quad (1)$$

где z - пространственная координата, вдоль которой распространяется излучение,

$E = E_0 \sin(\omega_0 t + \varphi) e^{-\left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2}$ - поле ТГц импульса, ω_0 - угловая частота, φ - начальная фаза (0 для синусоподобного импульса и $\pi/2$ для косинусоподобного импульса), τ_p - длительность, t - время, L_p - характеристическая продольная длина импульса, L_{disp} - дисперсионная длина, L_{nl} - нелинейная длина, L_{diffr} - дифракционная длина, Δ_{\perp} - поперечный лапласиан.

Решение данного уравнения итерационным методом [7] позволяет получить отдельные выражения для вкладов, описывающих генерацию утроенных частот, а также

фазовую самомодуляцию. Для оценки взаимного влияния этих эффектов удобно ввести коэффициент перекрытия этих вкладов в виде:

$$s = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} G_{SPM}(\omega, z) G_{TFG}^*(\omega, z) d\omega}{\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} |G_{SPM}(\omega, z)|^2 d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} |G_{TFG}(\omega, z)|^2 d\omega}}, \quad (2)$$

где G_{SPM} и G_{TFG} – спектральные вклады эффектов фазовой модуляции и генерации утроенных частот соответственно, а * обозначает комплексное сопряжение. На рис. 1 продемонстрирована зависимость коэффициента s от количества колебаний в импульсе $N = \omega_0 \tau_p$ и от начальной фазы φ для фиксированных φ и N соответственно.

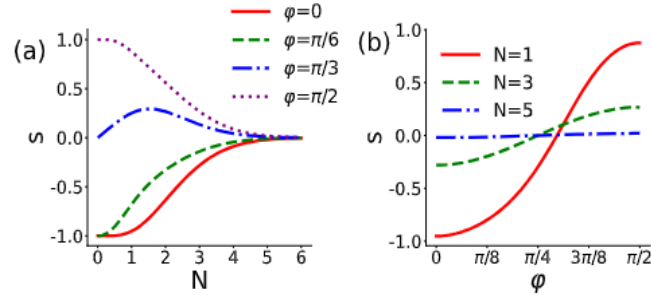


Рис.1 Зависимость коэффициента перекрытия s от числа колебаний в импульсе N для разных значений начальной фазы φ (а) и от φ для разных значений N (б).

Отрицательное значение коэффициента s на Рис. 1 указывает на то, что спектры эффектов фазовой модуляции и генерации утроенных частот отличаются по фазе на π . Коэффициент перекрытия s для $\varphi = 0$ при $N = 1, N = 3, N = 5$ равен $-0,95, -0,28, -0,02$, а для $\varphi = \pi/2$ составляет $0,88, 0,27, 0,02$ соответственно. при $N = 1$ перекрытие спектра изменяется от -1 до $+1$ при изменении φ от 0 до $\pi/2$, проходя через 0 при $\varphi \approx 0,93178$ радиан.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках гранта № 24-22-00084.

Список литературы

1. A. G. Stepanov, et. al. Mobile source of high-energy single-cycle terahertz pulses // Appl. Phys. B, vol. 101, pp. 11-14, 2010.
2. S.A. Kozlov, et. al. Suppression of self- focusing for few-cycle pulses // J. Opt. Soc. Am. B, vol. 36(10), pp. G68, 2019.
3. S.V. Sazonov. Optical rectification and generation of harmonics under condition of propagation of few-cycle pulses in the birefringent medium with asymmetric molecules // J. Russ. Laser Res., vol. 39, pp. 252–262, 2018.
4. A. A. Drozdov, et. al. Self-phase modulation and frequency generation with few-cycle optical pulses in nonlinear dispersive media // Phys. Rev. A, vol. 86(5), pp. 053822, 2012.
5. I. Artser, et. al. Radiation shift from triple to quadruple frequency caused by the interaction of terahertz pulses with a nonlinear Kerr medium // Sci.Rep., vol. 12(1), pp. 9019, 2022.
6. Fundamentals of femtosecond optics / ed. S.A. Kozlov and V.V. Samartsev. Elsevier, 2013
7. I. Artser, et.al. The spectrum broadening of a single-cycle terahertz pulse caused by phase self-modulation in a nonlinear medium and the spectrum of radiation generated in its field at tripled frequencies // Comput. Opt., vol. 48, pp. 61311, 2024.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОНОННОЙ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ИЗ ОПТИЧЕСКИХ И КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

А. И. Минабаев^{*}, С. С. Харинцев¹

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет
420111, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлёвская, д. 16а
^{*}E-mail: mai1417@yandex.ru

Исследование и анализ динамики кристаллической решетки является важным этапом для определения основных физических свойств кристаллических и аморфных материалов. Ведь информация о микроскопических свойствах физического тела позволяет охарактеризовать его структурные, химические особенности. Подобную информацию можно извлечь из колебательных состояний кристаллической решетки, а именно фононной плотности состояний (p-DOS). В настоящее время для нахождения плотности фононных состояний используются различные подходы, которые включают в себя экспериментальные, теоретические, численные методы. Недостаток вышеперечисленных является сложность определения колебательных состояний в разупорядоченных средах. Поэтому существует необходимость в применении иных подходов исследования микроскопических свойств материалов.

В данной работе предлагается поиск p-DOS из оптических и калориметрических измерений. Довольно известный факт, что p-DOS связана с теплоемкостью $C(T)$ интегральным уравнением Фредгольма первого рода (1), поэтому решение обратной задачи Фредгольма позволит определить фононную плотность состояний из экспериментальных данных теплоемкости. Но задача является некорректно

$$C_V(T) = 3Nk_b \int_0^\infty g(\omega) \frac{\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)^2}{\left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}}\right)^2} e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}} d\omega \quad (1)$$

поставленной, а значит требует применения методов регуляризации [1], которые имеют невысокую точность определения $g(\omega)$. В связи этим для решения обратной задачи, нами используется подход, основанный на принципах генетического кодирования [2], который в несколько раз точнее регуляризационных методов. Но для определения спектров фононных плотностей состояний с ещё большей точностью предлагается использование априорной информации в виде Рамановских спектров, ключевая особенность которых основана на «расширений» правил отбора по волновому числу. Это означает, что спектры комбинационного рассеяния будут включать в себя не только оптические колебательные оптические моды соответствующие Γ точке зоны Бриллюэна ($q \sim 0 \text{ см}^{-1}$), но и небольшой диапазон $\Delta q \sim 1/d$, где d – размер наночастиц. Всё это возможно реализовать, используя «сжатые фотоны» [3]. Для этого на поверхность образца наносятся субнанометровые частицы, которые генерируют ближнеполевые фотоны с ненулевым импульсом $q_{\text{фотон}}$, что в свою очередь позволяет возбуждать фононы вдали от центра зоны Бриллюэна.

Список литературы

1. M. Fuhry, L. Reichel. A new Tikhonov regularization method // Numerical Algorithms, vol. 59, pp. 433-445, 2012.
2. Y. Akimoto, J. Sakuma, I. Ono, et.al. Adaptation of expansion rate for real-coded crossovers // Proceedings of the 11th Annual conference on Genetic and evolutionary computation, pp. 739-746, 2009.
3. M. R. Beversluis, A. Bouhelier, L. Novotny, Continuum generation from single gold nanostructures through near-field mediated intraband transitions // Physical Review B, vol. 68 (11), pp. 115433, 2003.

МЕТОД ECLIPSE Z-СКАНИРОВАНИЯ: МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ ГИГАНТСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ТГц ДИАПАЗОНЕ

А.О. Набилкова^{1*}, М.В. Мельник¹, А.О. Исмагилов¹, С.А. Козлов¹, А.Н. Цыпкин¹

¹Университет ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А.
*E-mail: aonabilkova@itmo.ru

В работе впервые используется метод eclipse Z-сканирования для измерения оптической нелинейности кристалла LiNbO_3 в ТГц диапазоне. Для повышения чувствительности на порядок в сравнении с классическим методом z-сканирования в эксперименте используется диск, блокирующий центр пучка, вместо привычной апертуры. Измеренный показатель нелинейного преломления кристалла LiNbO_3 составляет $5 \times 10^{-11} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Аналитическая кривая eclipse Z-сканирования, полученная с помощью адаптированной модели распространения излучения в системе Z-скан, сходится с экспериментально полученной кривой.

Применяемый в данном исследовании метод eclipse Z-сканирования представляет собой модификацию традиционного метода Z-сканирования, применяемого для анализа оптической нелинейности третьего порядка различных материалов, таких как жидкости и кристаллы [1]. Этот метод повышает чувствительность системы на порядок за счет блокирования центральной области пучка и наблюдения только за его внешними краями с использованием дисковой апертуры.

В качестве источника терагерцового излучения был использован TERA-AX (Avesta Project). Генерация терагерцового излучения в этой системе основана на оптическом выпрямлении фемтосекундных импульсов в кристалле ниобата лития (MgO: LiNbO_3). Энергия выходного импульса терагерцового излучения составляла 400 нДж с длительностью импульса 1 пс и с центральной длиной волны равной 0,6 мм. Пространственный размер излучения на выходе генератора составлял 17,5 мм. Для увеличения интенсивности в области перетяжки было использовано короткофокусное параболическое зеркало с фокусным расстоянием 12,7 мм и большой числовой апертурой, обеспечивающее пиковую интенсивность излучения в каустике терагерцового пучка, равную $0.5 \times 10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$ [2]. После прохождения излучения через кристалл оно коллимируется вторым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 12,7 мм на диск, обрезающий 90% излучения. После диска излучение фокусируется линзой с фокусным расстоянием 50 мм на детектирующую систему в виде болометра.

Чувствительность и интенсивность описанной системы оказались недостаточными для измерения нелинейного показателя преломления кристалла ниобата лития в классической схеме Z-сканирования с апертурой $r_a = 1,5 \text{ мм}$ и пропусканием около 2% [2]. Из рис.1 а) видно, что колебания голубой кривой сравнимы по амплитуде с шумом. Однако повышение чувствительности на порядок при использовании метода eclipse Z-сканирования с диском радиуса $r_d = 6 \text{ мм}$ и пропусканием около 10% уже позволяет наблюдать нелинейный отклик материала, что представлено на рис. 1 а) кривыми розового и синего цвета. Показатель нелинейного преломления кристалла LiNbO_3 , рассчитанный в соответствии с выражением линейной связи между нелинейным фазовым набегом $\Delta\Phi_0$, зависящем от нелинейного показателя преломления n_2 , и пропусканием кристалла T из [1], составляет $5 \pm 2 \times 10^{-11} \text{ см}^2/\text{Вт}$, что по порядку согласуется с результатами экспериментальных исследований кристалла LiNbO_3 других научных групп [3].

Для подтверждения полученного результата было проведено моделирование прохождения излучения в системе eclipse Z-скана при заданных параметрах экспериментальной установки и характеристик кристалла. Для этого использовалась известная модель пропускания материалом с большим показателем преломления излучения в конфигурации Z-скан [4], адаптированная для метода eclipse Z-скан. Результаты сравнения полученных экспериментальной и аналитической кривых представлены на рис. 1 б).

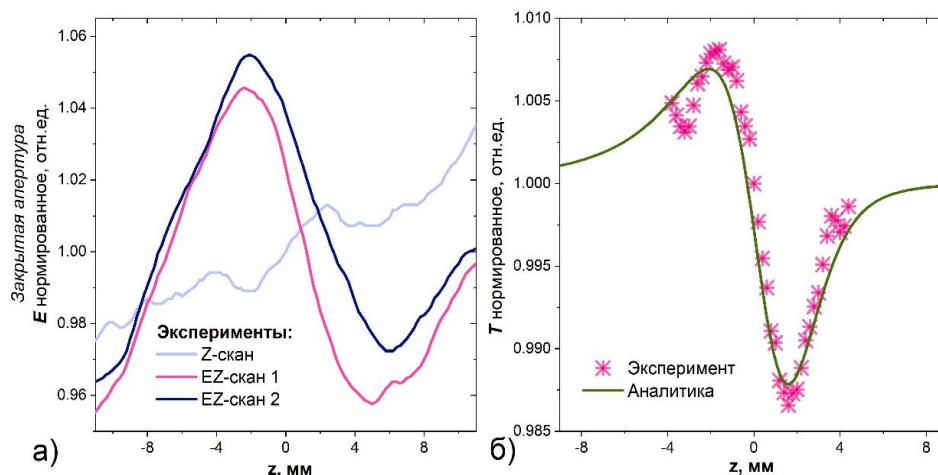


Рис. 1. а) Сравнение результатов экспериментов на закрытой апертуре для Z-скана и eclipse Z-скана (EZ скана). Все полученные кривые нормированы на соответствующее среднее значение, чтобы показать разницу между ΔT и повышение порядка чувствительности б) Сравнение экспериментальных результатов метода eclipse Z-сканирования для импульсное широкополосного ТГц излучения для кристалла LiNbO_3 с аналитической кривой Z-сканирования.

Полученное экспериментально и теоретически значение нелинейного показателя преломления согласуется с аналитическим значением [5], рассчитанным с помощью разработанной в 2015 году теории колебательной природы нелинейности в ТГц диапазоне спектра [6], что позволяет сделать вывод о колебательной природе наблюдаемой нелинейности. Продемонстрированная увеличенная чувствительность eclipse Z-скана позволяет сделать вывод о возможности оценки свойств материалов, демонстрирующих более низкие коэффициенты нелинейного показателя преломления, тем самым расширяя применимость метода для характеристики разнообразных нелинейно-оптических материалов.

Исследование поддержано РФФ № 24-22-00084.

Список литературы

1. M.G. T. Xia, D. Hagan, M. Sheik-Bahae, and E. Van Stryland, "Eclipsing z-scan measurement of $\lambda/10$ 4 wave-front distortion," *Optics letters*, vol. 19, no. 5, pp. 317–319, 1994
2. A. Tsytkin, M. Zhukova, M. Melnik, I. Vorontsova, M. Kulya, S. Putilin, S. Kozlov, S. Choudhary, and R. W. Boyd, "Giant third-order nonlinear response of liquids at terahertz frequencies," *Physical Review Applied*, vol. 15, no. 5, p. 054009, 2021.
3. C. L. Korpa, G. T'oth, and J. Hebling, "Interplay of diffraction and nonlinear effects in the propagation of ultrashort pulses," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 49, no. 3, p. 035401, jan 2016.
4. M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 26, no. 4, pp.760–769, 1990
5. M. Zhukova, M. Melnik, I. Vorontsova, A. Tsytkin, and S. Kozlov, "Estimations of low-inertia cubic nonlinearity featured by electro-optical crystals in the THz range," *Photonics*, vol. 7, no. 4, 2020.
6. K. Dolgaleva, D. V. Materikina, R. W. Boyd, and S. A. Kozlov, "Prediction of an extremely large nonlinear refractive index for crystals at terahertz frequencies," *Physical Review A*, vol. 92, no. 2, p. 023809, 2015.

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОЗЕРКАЛЬНОГО МОДУЛЯТОРА СВЕТА ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИЙ ИЗОБРАЖЕНИЙ

А. С. Овчинников^{*}, А. С. Свистунов, А. А. Волков, Е. Ю. Злоказов, Р. С. Стариков

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Российская Федерация, Москва, ш. Каширское, д. 31*

**E-mail: pik.nik19@mail.ru*

В ходе данной работы было произведено исследование применения микрозеркального модулятора как важнейшего элемента в оптической схеме по реконструкции изображений. Была произведена оценка скоростных характеристик модулятора. Сравнивалось качество реконструированных изображений, а также были выявлены особенности отображения изображений на микрозеркальном модуляторе.

Микрозеркальный модулятор (МЗМ) – микроэлектромеханическая система, которая создает изображение матрицей микрозеркал с отклоняющими пьезоэлементами [1]. Каждое зеркало представляет собой один пиксель в проецируемом изображении. Перспективность использования МЗМ обусловлена их сверхвысокой скоростью работы, в частности, при помощи МЗМ, возможна быстрая реконструкция голограмм [2]. Целью работы являлось исследование МЗМ для реконструкции изображений. Для сравнения качества реконструкции изображений модуляторами UPO Labs (2716x1600 пикселей, размер пикселя 5,4 мкм) и Texas Instruments DLP 9500BFLN (1920x1080 пикселей, размер пикселя 10,8 мкм) на оба устройства выводились голограммы. В ходе оптических экспериментов по сравнению МЗМ определены особенности их работы:

- оптимальное положение для голограмм на модуляторе Texas Instruments – центральное, что было определено непосредственно в ходе экспериментов;
- оптимальное положение для голограмм на модуляторе UPO Labs – центр правой половины. Это связано с некорректной работой левой половины модулятора, связанной с появлением множественных двоений реконструированного изображения (рис. 2).

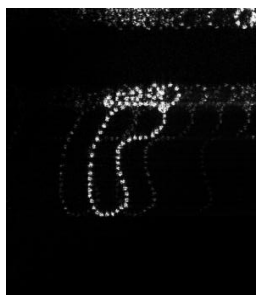


Рис. 1. Двоение изображения, выведенного на модулятор UPO Labs

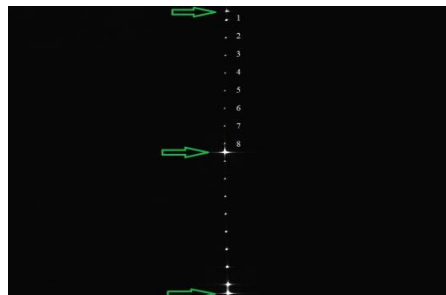


Рис. 2. Фурье-спектр горизонтальных полос толщиной в 1 пиксель выведенных на модулятор UPO Labs

Для исследования этого явления на модулятор выводились горизонтальные полосы толщиной в 1 пиксель и производилась регистрация фурье-спектра данного пространственного распределения (рис. 2, где -1, 0 и 1 порядки дифракции отмечены стрелками). При использовании для вывода только правой половины модулятора UPO Labs двоения пропадают и отмечено наилучшее качество восстановления изображений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 23-12-00336.

Список литературы

1. Rhisheekesan A., et al. Review on digital holography techniques using digital micromirror device // Opt. Lasers Eng. 2024. V. 177. P. 108120.
2. Ovchinnikov A.S., Krasnov V.V., Cheremkhin P.A., et al. What binarization method is the best for amplitude inline Fresnel holograms synthesized for divergent beams using the direct search with random trajectory technique? // J. Imaging. 2023. V. 9, No. 2. P. 28.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИЙ ЭЙРИ И ПИРСИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПАРАМЕТРА СМЕЩЕНИЯ

Д. В. Прокопова*, Е. Г. Абрамочкин

¹Самарский филиал ФИАН
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221
*E-mail: prokopovadv@lebedev.ru

Представлены результаты аналитического и экспериментального исследования двумерных световых полей, являющихся произведением трех копий одномерных интегралов дифракционных катастроф Эйри и Пирси, повернутых относительно друг друга на 120° . Для таких полей найдены аналитические выражения, описывающие Фурье-образы симметричных три-Эйри и три-Пирси пучков. При распространении структура распределения интенсивности таких световых полей трансформируется из треугольной в радиально симметричную или близкую к таковой, наблюдается область «самофокусировки». Физическая реализация исследуемых полей проводилась голографическим методом при помощи фазового пространственного модулятора света.

Теория катастроф, обладающая мощным аналитическим аппаратом, нашла свое применение во многих областях науки. Одно из самых успешных – применение в оптике для описания каустик и перестройки волновых фронтов [1]. В XXI веке в оптике и фотонике возрос интерес к световым полям, полученным на основе интегралов дифракционных катастроф. Это обусловлено необычными свойствами, которые значительно отличаются от классических Гауссовых пучков. Это самовосстановление и автофокусировка [2,3].

В рамках работы было проведено аналитическое и экспериментальное исследование двумерных световых полей, являющихся произведением трех копий одномерных интегралов дифракционных катастроф Эйри и Пирси, повернутых относительно друг друга на 120° . Такие световые поля получили названия три-Эйри и три-Пирси, соответственно. Три-Эйри пучки были аналитически описаны в [4], для таких световых полей наблюдается свойство автофокусировки. Возможно, это связано с тем фактом, что порядок роста функции, описывающей структуру поля, при распространении изменяется. В исходной плоскости порядок роста равен $3/2$, в Фурье-плоскости он равен 3. Такое изменение отражается и на пространственной структуре распределения интенсивности поля. Плоскостью автофокусировки пространство разделяется на две части характеризующиеся разным типом структуры. От исходной плоскости до плоскости автофокусировки распределение интенсивности представляет собой набора пятен, локализованных в области треугольной формы. В пространстве между плоскостью автофокусировки и Фурье распределение интенсивности превращается в концентрические треугольники. Эти треугольники по мере приближения к Фурье плоскости превращаются в набор колец, напоминающий моду Лагерра-Гаусса, обладающую супергауссовым убыванием по интенсивности. Было получено аналитическое выражение, описывающее Фурье-образ три-Пирси поля. Экспериментальная реализация три-Эйри и три-Пирси световых полей с различными параметрами смещения проводилась с помощью голографического метода. Картина интерференции плоской опорной волны и поля, полученного на основе интегралов дифракционных катастроф, (голограмма) рассчитывалась, далее формировалась при помощи жидкокристаллического пространственного модулятора света и освещалась коллимированным лазерным пучком. Распределения интенсивности восстановленных с голограмм световых полей регистрировались на ПЗС-камеру в различных сечениях (рис. 1). Результаты экспериментов согласуются с предсказаниями теории. При распространении в свободном пространстве распределения интенсивности три-Эйри и три-Пирси световых полей претерпевают изменения, можно выделить две большие области с различной структурой интенсивности полей. С увеличением параметра смещения для три-Эйри полей наблюдается смещение области автофокусировки.

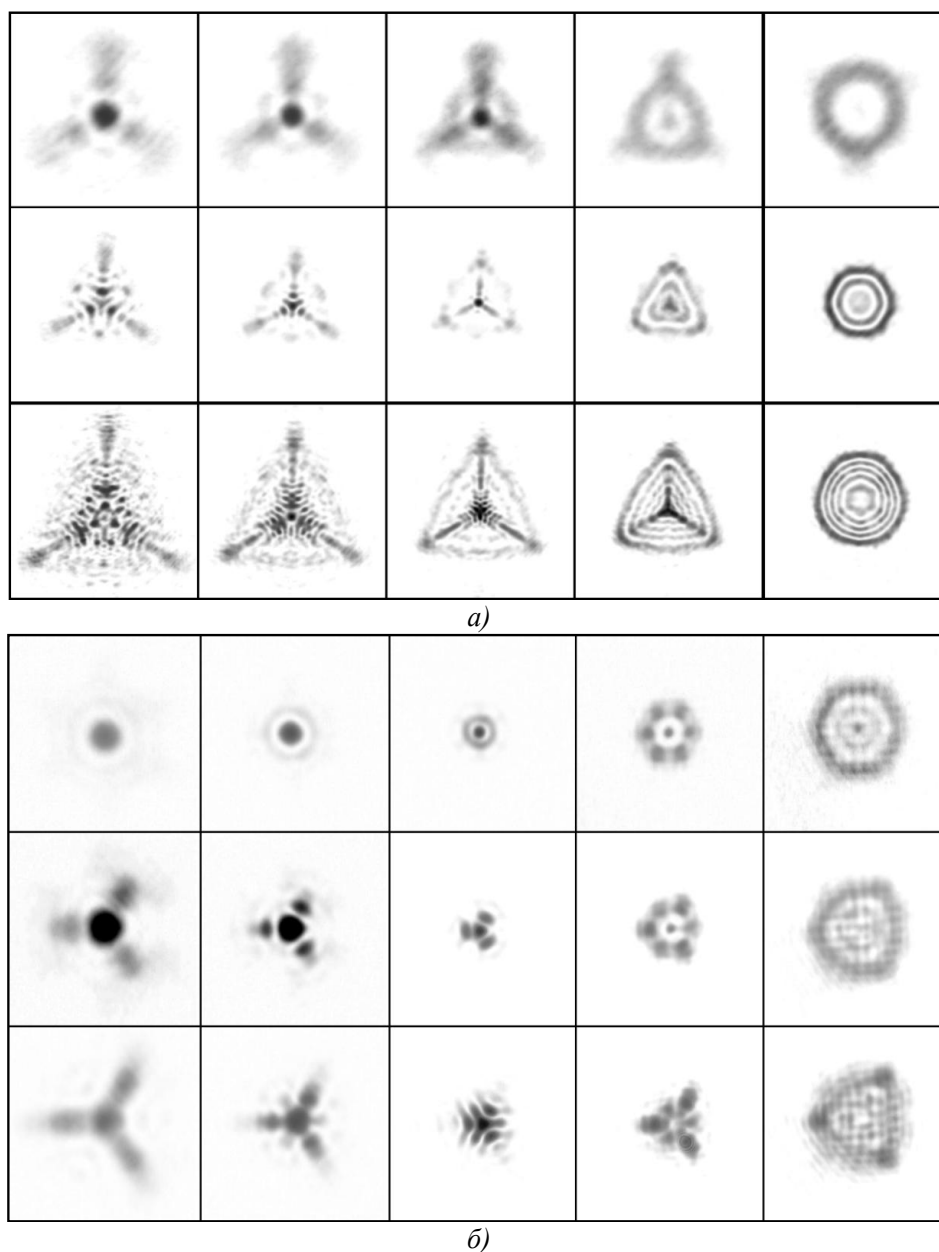


Рис. 1. Экспериментально полученные распределения интенсивности (негативы) три-Эйри (а) и три-Пирси (б) световых полей с различными параметрами смещения
 Исследование поддержано РФФ № 23-22-00314 «Интегралы дифракционных катастроф для задач современной фотоники» (<https://rscf.ru/project/23-22-00314/>).

Список литературы

1. Прикладная теория катастроф / Р. Гилмор В 2-х книгах. М. : Мир, 1984.
2. N. K. Efremidis, D. N. Christodoulides Abruptly autofocusing waves //Optics letters, vol. 35 (23), pp. 4045-4047, 2010.
3. D. Mansour, D. G. Papazoglou Tailoring the focal region of abruptly autofocusing and autodefocusing ring-Airy beams //Osa Continuum, vol. 1, (1), pp. 104-115, 2018.
4. E. Abramochkin, E. Razueva Product of three Airy beams // Opt. Lett., vol. 36, pp. 3732-3734, 2011.

ФОРМИРОВАНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ СВЕТА ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Д. В. Прокопова^{1*}, Д. И. Кашапова^{1,2}, С.А. Самагин¹, С. П. Котова¹

¹Самарский филиал ФИАН
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221
*E-mail: prokopovadv@lebedev.ru

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

Сингулярная оптика исследует вихревые световые поля, обладающие орбитальным угловым моментом. Одним из видов вихревых полей являются спиральные пучки света. В работе рассматриваются возможности системы для формирования спиральных пучков света голографическим методом. Изучены различные модификации такого подхода при изменении профиля штриха решетки, ее влияние на эффективность и качество формирования пучков.

В современной оптике и фотонике активно развивается направление, связанное со структурированным светом [1]. Такие световые поля находят множество применений для решения самых разных задач. Одним из типов структурированных световых полей, обладающих вихревой компонентой, являются спиральные пучки света (СПС) [2]. СПС описываются в рамках параксиального приближения, их характерная особенность - сохранение структуры распределения интенсивности за исключением масштаба и вращения. Распределение интенсивности СПС может принимать различные формы: от набора пятен до сложного контура или области. Эти удивительные пучки были открыты в 90-х годах XX века в Самарском филиале ФИАН. Спиральные пучки, как и другие вихревые световые поля, обладают орбитальным угловым моментом, который может быть передан веществу или объектам, попавшим в остросфокусированный пучок. Это обстоятельство используется для увеличения функциональных возможностей оптических пинцетов [3, 4]. Формализм описания таких пучков успешно применяется для распознавания контурных объектов и кардиограмм [5, 6].

Для успешного применения СПС важно подобрать метод формирования, обладающий высокими энергетическими характеристиками и достаточным качеством воспроизведения структурированного света. Удобным и компактным способом получения СПС является голографический [7]. В работе исследованы различные модификации метода, определены достижимые значения энергетической эффективности и качества формирования СПС.

Голограмма представляет собой результат интерференции опорной (обычно обладающей простой структурой) и сигнальной (более сложной) волны. Уравнение интерференции состоит из трех членов: двух интенсивностей взаимодействующих волн и слагаемого, зависящего от разности фаз опорной и сигнальной волн (интерференционный член). Используя полное распределение интенсивности интерференционной картины или только интерференционный член в качестве голограммы, можно получить различные результаты. Также можно изменять выражение, описывающее интерференционный член (профиль штриха, формируемой интерференционной решетки), что приведет к изменению энергетических характеристик и структуры формируемого поля. Численное моделирование показало, что при использовании асимметричного профиля решетки происходит увеличение эффективности формирования СПС в два раза по сравнению с симметричным профилем штриха с сохранением высокого качества восстановления поля.

Экспериментальная реализация СПС выполнялась с помощью системы, состоящей из физической (опто-механической) и расчетной (программной) частей. Расчет комплексной амплитуды СПС осуществлялся с помощью программы [8], затем получали голограмму как результат интерференции плоской опорной волны и СПС. Физическая реализация голограммы проводилась при помощи коммерчески доступного фазо-

вого пространственного модулятора света НолоеуеНео-1080Р (глубина модуляции 2π , размер пикселя 8 мкм, разрешение 1920x1080 пк). Для восстановления спирального пучка с голограммы использовался коллимированный лазерный пучок. Сформированное световое поле регистрировалось в различных сечениях перпендикулярных оси распространения.

Анализ показал, что полученные экспериментальные данные согласуются с результатами моделирования. Использование асимметричного штриха решетки позволило увеличить эффективность преобразования падающего пучка в СПС в два раза, по сравнению с классическим симметричным. Однако это значение меньше расчетного из-за различных шумов и потерь в системе. Также проводился анализ качества сформированных световых полей с использованием индекса структурного подобия и среднеквадратичного отклонения (СКО). Качество сформированных световых полей остается высоким при использовании асимметричного профиля штриха решетки. Все восстановленные световые поля проявляют свойства спиральных пучков, сохраняют структуру распределения интенсивности, вращаются и изменяют размер при распространении и фокусировке.

Список литературы

1. A. Forbes, M. de Oliveira, M. R. Dennis. Structured light // Nature Photonics, vol. 15 (4), pp. 253-262, 2021.
2. Современная оптика гауссовых пучков / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Москва: ФизМатЛит, 184 с., 2010.
3. С. П. Котова, Н. Н. Лосевский, А. М. Майорова и др. Структурированные опто-термические ловушки // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 86 (12), С. 1685-1689. 2022.
4. D.A. Ikonnikov, S.A. Vyunisheva, D.V. Prokopova, et al. Configurable vortex laser beams for optical manipulations of microparticle ensembles // Laser Physics Letters. vol. 20 (8), Art. No. 086002, 2023.
5. В. Г. Волостников, С. А. Кишкин, С. П. Котова Анализ контурных изображений с помощью оптики спиральных пучков // Квантовая электроника, Т. 48 (3), С. 268-274, 2018.
6. В. Г. Волостников, С. А. Кишкин, С. П. Котова, и др. Исследование возможности применения математического формализма спиральных пучков света для анализа кардиограмм // Квантовая электроника. Т. 49, (1), С. 83-88, 2019.
7. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. Москва: Мир, 686 с. 1973.
8. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018661537 Российская Федерация. Подсистема управления программно-аппаратным комплексом распознавания контурных изображений: № 2018618695: заявл. 14.08.2018 : опубл. 07.09.2018 / С. А. Кишкин, С. В. Аверкиев, С. П. Котова, В. Г. Волостников ; заявитель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ NO ФРАГМЕНТОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

А. В. Пучикин*, Ю. Н. Панченко, М. В. Андреев

*Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, 2/3
E-mail: puchikin@igl.hcei.tsc.ru

Приводятся результаты исследования временных и спектральных характеристик флуоресценции оксида азота $\text{NO } A^2\Sigma$, полученной при двухчастотном лазерном воздействии с нитробензолом $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$. Объясняется физический механизм появления флуоресценции с электронного уровня $\text{NO } A^2\Sigma, v'(0)$, вызываемой двухфотонным возбуждением электронного перехода $\text{NO } A^2\Sigma-X^2\Pi, v'v''(0,1)$ лазерным излучением (472 нм) фемтосекундной длительности. При этом, колебательно-возбужденные молекулы $\text{NO } X^2\Pi, v''(1)$ возникают как фотофрагменты нитробензола после взаимодействия с лазерным излучением KrF -лазера (248,3 нм) наносекундой длительности.

В настоящее время разрабатываются неконтактные оптические методы для обнаружения различных паров вредных и опасных веществ в атмосферном воздухе. При необходимости дистанционного детектирования удаленных объектов или заданного воздушного пространства в атмосфере используются системы оптического (лазерного) зондирования и локации [1]. Полосы поглощения большинства летучих нитроароматических и органических веществ находятся в ультрафиолетовом диапазоне спектра длин волн 200-300 нм. Получение интенсивного флуоресцентного сигнала при фотовозбуждении соединений со сложной молекулярной структурой за время воздействия однократных лазерных импульсов ограничивается большим числом степеней свободы исследуемых молекул. С нашей точки зрения, наиболее эффективным и чувствительным оптическим методом обнаружения данных веществ, является метод фотофрагментации основной молекулы с последующей лазерно-индуцированной флуоресценцией её характеристических колебательно-возбужденных фрагментов (photofragmentation - laser-induced fluorescence – PF-LIF).

В настоящей работе приводятся результаты исследования временных и спектральных характеристик флуоресценции колебательно-возбужденных фрагментов оксида азота, полученных при фотодиссоциации ароматического соединения – нитробензол (NB). Впервые рассматривается двухчастотное взаимодействие лазерного излучения с нитросоединением оптическим методом спектроанализа: фотофрагментация основной молекулы с последующей лазерно-индуцированной флуоресценции её фотофрагментов NO при двухфотонном поглощении (photofragmentation - two photon absorption laser-induced fluorescence – PF-TPALIF). Получение существенной доли населенности колебательно-возбужденных $\text{NO } X^2\Pi, v''(1)$ происходит через стадию фотофрагментации нитробензола при взаимодействии импульса наносекундной длительности эксимерного KrF лазера с центральной длиной волны 248,3 нм. Для ЛИФ процесса осуществлялось двухфотонное возбуждение молекул $\text{NO } A^2\Sigma-X^2\Pi, v'v''(0,1)$ с использованием излучения фс-лазера длиной волны 472 нм и дальнейшей регистрацией флуоресценции полосы $\text{NO } A^2\Sigma-X^2\Pi, v'v''(0,2)$.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FWRM-2021-0014)

Список литературы

1. A.V. Puchikin, Yu. N. Panchenko, S.A. Yampolskaya, et.al. Laser-induced fluorescence of vibrationally excited nitric oxide by femtosecond laser pulse // J. Lumin., vol. 263, pp. 120073, 2023.

РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ СУХИХ И ВЛАЖНЫХ ЛЬДОВ СИГНАЛАМИ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ ДИАПОЗОНА L1

В. Г. Подопригора^{1,2}, М. Ю. Реушев^{1,3*}, Д. С. Макаров³, Д. В. Харламов³, К. В. Краснощеков³

¹СФУ, Россия, 660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28.

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

³ФИЦ КНЦ СО РАН, Россия, 660036, Красноярск, ул. Академгородок, 50

*E - mail: reuqem@mail.ru

Представлены результаты серии измерений амплитудно-временных зависимостей интерференционного поля сигналов от навигационных спутников отраженных от слоистой поверхности снежно-ледовых покровов соленого озера. Для анализа полученных результатов, была использована модель многолучевого отражения в рамках геометрической оптики. В ходе исследований, выявлена возможность использования ГНСС-рефлектометрии в мониторинге динамики состояния водных поверхностей.

Известно, что методы многолучевой интерферометрии (ГНСС - рефлектометрия) с использованием сигналов навигационных спутников (НС) позволяют получать информацию об электрофизических параметрах слоистых земных покровов.

В настоящей работе приведены результаты ГНСС – рефлектометрии снежно - ледовых покровов вблизи среднесоленого озера Белё (Республика Хакасия) в период времени с февраля по май 2024 г. Составы ледовых поверхностей в этот период значительно отличались между собой по структуре и содержанием в них влаги.

На рис.1 приведены примеры, полученных в ходе измерений амплитудно-временных зависимостей (АВЗ) (Рис.1 а., в.) и результаты обработки АВЗ с помощью функции быстрого Фурье преобразования (БФП) (Рис.1 б., г.).

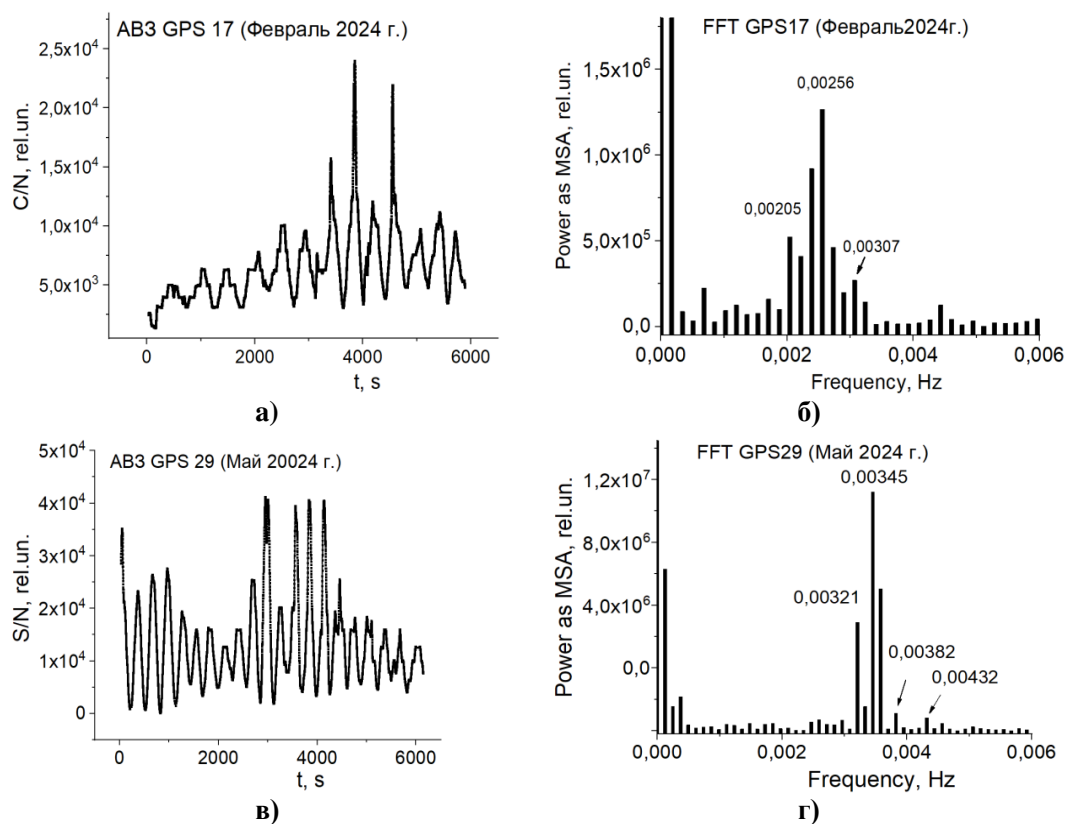


Рис.1. Результаты рефлектометрических измерений.

Как можно увидеть из рис.1 спектральные составы АВЗ интерферограмм от ледо-

вых поверхностей существенно отличаются между собой. Повышенное содержание влажности в структуре льда, приводит к «обеднению» спектрального состава АВЗ, измеренных в мае 2024 г., по сравнению со спектром АВЗ, измеренных в феврале 2024 г.

Для теоретического анализа, полученных в ходе измерений интерферограмм была использована модель многолучевого отражения в рамках геометрической оптики [1]. Согласно этой модели для системы слоев «воздух-снег-лед-вода» радиолуч от НС падает на границу «воздух-снег», частично отражается, распространяется вовнутрь, отражается от внутренних слоев, возвращается к верхней границе, а затем – к приёмнику. Амплитуда U_i волны, пришедшей на него от i -го слоя, описывается выражением [1]:

$$U_i = R_{i,i+1} \prod_{k=1}^{k=i} T_{k-1,k} T_{k-1,k} e^{-2\alpha_k d_k}, \#(1)$$

где $R_{i,i+1}$ и $T_{k-1,k}$ – коэффициенты отражения и пропускания Френеля, зависящие от диэлектрической проницаемости ε_k и угла падения θ , α_k – коэффициент ослабления волны в k -ом слое ($\alpha_k = \frac{2\pi}{\lambda} |\text{Im}(\sqrt{\varepsilon_k})|$); $d = H_k / \cos \theta_k$; H_k и θ_k – толщина слоя и угол падения на границу в k -ом слое, подчиняющийся закону Снелла.

Комплексная диэлектрическая проницаемость ε_{is} зависит от количества влаги в слоях снега и льда. Для учета зависимостей ε_{is} от объемного содержания влаги W использовали следующие формулы [2, 3]:

$$\varepsilon_{is} = \left[\varepsilon_{id}^{1/3} + W \left(\varepsilon_{iw}^{1/3} - \varepsilon_{id}^{1/3} \right) \right]^3 \#(2)$$

$$\varepsilon_{is} = \varepsilon_{id} + (0,1W + 0,8W^2)\varepsilon_{iw} \#(3)$$

где ε_{iw} и ε_{id} – действительные части диэлектрической проницаемости воды и сухого льда соответственно.

Для системы, которая характеризуется следующими параметрами: $\theta = 45^\circ$; снег - $d_1 = 0,1$ м; $\varepsilon_d = 1,389 - j \cdot 2 \cdot 10^{-4}$; лед - $d_2 = 0,44$; $\varepsilon_d = 2,93 - j8 \cdot 10^{-4}$; вода: $\varepsilon_w = 82 - j \cdot 2,5$, были рассчитаны амплитуда волн, приходящих на приёмник от каждого слоя. Амплитуда U_0 волны, отражённой от снега при увеличении влажности от 0 до 0,8 увеличивается от 0,081 до 0,7. Амплитуда U_1 волны отраженной ото льда, при увеличении влажности уменьшается с 0,168 до 0,01 при $w = 0,4$. Ещё быстрее уменьшаются амплитуды волн, приходящих от границы «лед-вода». Это связано с резким увеличением коэффициента затухания при повышении влажности в слоях снега и льда.

Выводы расчетов хорошо объясняют результаты измерений, примеры которых приведены на рис.1.

Таким образом, результаты исследований показывают возможность использования ГНСС-рефлектометрии в мониторинге динамики состояния ледовых поверхностей.

Список литературы

1. S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. GNSS Remote Sensing: Theory, Methods and Applications // Springer: Dordrecht, The Netherlands, 276 p., 2014.
2. F. Ulaby, R. Moore, A. Fung. Microwave remote sensing active and passive. // III: Artech House, 1990
3. Wang J. R., Schmugge T. J. An empirical model for the complex dielectric permittivity of soils as a function of water content // IEEE Transactions on Geoscience and remote sensing, N. 4, pp. 288-295, 1980.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ И ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ СУБВОЛНОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПЕРЕМЕННОЙ ВЫСОТЫ

Д. А. Савельев^{1,2*}

¹Самарский университет

443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

²Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт»

443001, Российская Федерация, Самара, Молодогвардейская, 151

*E-mail: dmitrey.savelyev@yandex.ru

В работе методом конечных разностей во временной области было проведено моделирование распространения гауссовых пучков и оптических вихрей с круговой поляризацией на субволновых кольцевых решетках со стандартной и GRIN-подложками. Показано, что можно подобрать тип пучка и параметры элемента таким образом, чтобы на оптической оси формировалась длинная световая игла (до $7,7\lambda$), а также узкое фокальное пятно (до $0,43\lambda$).

Особенностью сред с градиентным показателем преломления (GRIN) является неоднородность распределения показателя преломления в пространстве [1]. Хорошо известно использование материалов с градиентным показателем преломления для коллимации света [2], для решения задач оптической связи [3], управления распространением света [4].

Гауссовы пучки и оптические вихри известны своим применением для ряда приложений [4-6], в том числе для передачи информации [5], острой фокусировки [6] и оптического манипулирования [4].

В данной работе было проведено исследование дифракции гауссовых пучков и оптических вихрей в ближней зоне субволновых кольцевых решеток с переменной высотой рельефа. Рассматривалась стандартная подложка, а также две разновидности GRIN-подложек, у которых показатель преломления изменяется равномерно от максимального значения в центре к минимальному на краях (прямая GRIN-подложка) и обратный случай, когда минимальный показатель преломления находится в центре, и происходит его равномерное увеличение к краям подложки (обратная GRIN-подложка). Следует отметить, что GRIN-подложку составляли кольца одинаковой ширины с различным радиусом, равномерно вписанные друг в друга. Максимальный размер показателя преломления $n = 2,7$, минимальный $n = 1,47$. Показатель преломления рельефа равен $1,47$.

Численное моделирование методом конечных разностей во временной области (FDTD) осуществлялось со следующими параметрами: рассматривалась трехмерная расчетная область ($8,4$ мкм.) со всех сторон окруженная поглощающим слоем PML ($0,6$ мкм.). В качестве входных пучков рассматривались стандартные гауссовы пучки и оптические вихри первого порядка (мода Лагерра-Гаусса $(1,0)$, $\sigma = 1,5$ мкм.) с круговой поляризацией, у которой знак поляризации противоположен знаку введенной вихревой фазовой сингулярности. Длина волны λ входного излучения была равна $0,532$ мкм. Шаг моделирования по пространству $-\lambda/30$, шаг по времени $-\lambda/(60c)$, где c – скорость света.

В качестве оптических элементов рассматривались дифракционный аксикон высотой $h = 1,06\lambda$ (высота рельефа выбрана исходя из скачка фазы π радиан), прямая кольцевая решетка (изменение высоты рельефных колец от максимума в центре $h_{\max} = 4,79\lambda$, до минимума на краю $h_{\min} = 1,06\lambda$ с шагом $0,53\lambda$), а также обратная кольцевая решетка (аналогичный шаг и высота, изменение высоты от минимума в центре $h_{\min} = 1,06\lambda$, до максимального значения $h_{\max} = 4,79\lambda$ на краю элемента). Период рассматриваемых оптических элементов составлял $1,05\lambda$.

Картины дифракции для гауссовых пучков (рис. 1) и оптических вихрей (рис. 2) показаны в плоскости xz . Размер фокального пятна оценивался по ширине полуспада максимального значения интенсивности (full width at half maximum – FWHM) в точке максимальной интенсивности на оптической оси, аналогично была проведена оценка длины

световой иглы вдоль оси распространения излучения (depth of focus – DOF).

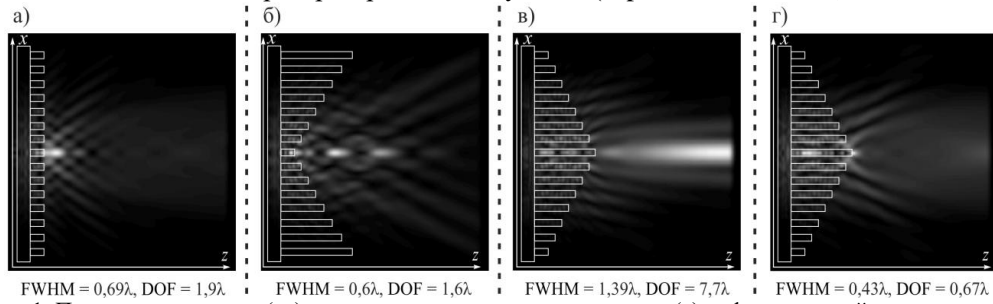


Рис. 1. Продольное сечение (xz) распространения гауссовых пучков: (а) дифракционный аксикон, стандартная подложка, (б) обратная кольцевая решетка, стандартная подложка, (в) прямая кольцевая решетка, прямая GRIN-подложка, (г) прямая кольцевая решетка, обратная GRIN-подложка

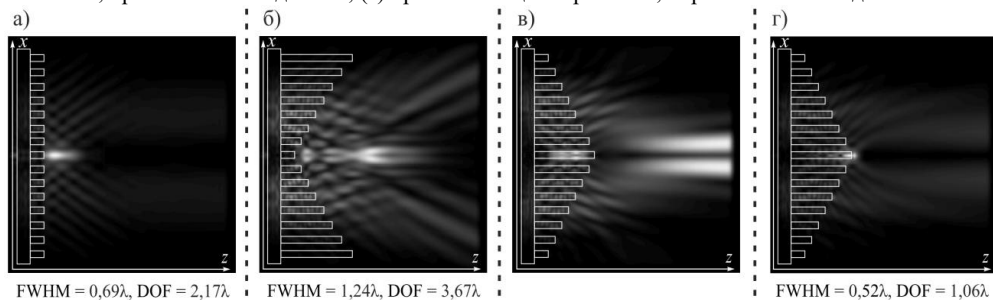


Рис. 2. Продольное сечение (xz) распространения оптических вихрей: (а) дифракционный аксикон, стандартная подложка, (б) обратная кольцевая решетка, стандартная подложка, (в) прямая кольцевая решетка, прямая GRIN-подложка, (г) прямая кольцевая решетка, обратная GRIN-подложка

Следует отметить, что использование прямой кольцевой решетки и обратной GRIN-подложки привело к уменьшению размера фокального пятна как для гауссова пучка ($\text{FWHM} = 0,43\lambda$), так и для оптического вихря ($\text{FWHM} = 0,53\lambda$) по сравнению с действием дифракционного аксикона. Влияние прямой GRIN-подложки проявилось в формировании длинных световых отрезков, но на оптической оси происходит формирование световой иглы только для гауссова пучка ($\text{DOF} = 7,7\lambda$). Также следует отметить формирование оптической ловушки для гауссова пучка в случае обратной кольцевой решетки. Таким образом, можно подобрать тип пучка и параметры элемента для формирования требуемой картины дифракции в ближней зоне субволновых оптических элементов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00044, <https://rscf.ru/project/24-22-00044/>.

Список литературы

1. D.H. Lippman, N.S. Kochan, T. Yang, et.al. Freeform gradient-index media: a new frontier in freeform optics // *Optics Express*, vol. 29 (22), pp. 36997–37012, 2021.
2. P. Lalanne, P. Chavel. Metalenses at visible wavelengths: past, present, perspectives // *Laser & Photonics Reviews*, vol. 11 (3), pp. 1600295, 2017.
3. A.K. Baghel, S.S. Kulkarni, S.K. Nayak. Far-field wireless power transfer using GRIN lens metamaterial at GHz frequency // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 29 (6), pp. 424-426, 2019.
4. D.A. Savelyev, S.V. Karpeev. Development of 3D Microstructures for the Formation of a Set of Optical Traps on the Optical Axis // *Photonics*, vol. 10 (2), pp. 117, 2023.
5. R.S.R. Ribeiro, P. Dahal, A. Guerreiro, et.al. Optical fibers as beam shapers: from Gaussian beams to optical vortices // *Optics Lett.*, vol. 41(10), pp. 2137–2140, 2016.
6. N. Jiménez, V. Romero-García, L.M. García-Raffi, et.al. Sharp acoustic vortex focusing by Fresnel-spiral zone plates // *Applied Physics Lett.*, vol. 112 (20), pp. 204101, 2018.

ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ СХЕМЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЭТАНОЛЬНОЙ СУСПЕНЗИИ НАНОЧАСТИЦ ПОЛИСТИРОЛА

М. В. Савельев*, Е. Р. Вердеш, М. М. Серов

*Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34*

*E-mail: belchonokenot@mail.ru

Представлены результаты численного анализа пространственной селективности четырехволнового преобразователя излучения в зависимости от ориентации плоского слоя полидисперсной этанольной суспензии наночастиц полистирола. Для среднего радиуса частиц 75 нм в случаях их нормального и логарифмически-нормального распределений по размерам определены углы между гранями слоя суспензии и гравитационным полем, при которых полуширина провала в модуле пространственного спектра объектной волны, характеризующая селективность преобразователя, минимальна.

Гетерогенные среды (например, жидкие суспензии диэлектрических прозрачных микро- или наночастиц) являются высокоэффективными широкополосными нелинейными средами для обращения волнового фронта низкоинтенсивного лазерного излучения [1]. Четырехволновые преобразователи излучения (ЧПИ) на их основе привлекают внимание исследователей в связи с возможностью использования в системах коррекции мелкомасштабных фазовых искажений, что обусловлено фильтрацией такими устройствами высоких пространственных частот сигнальной волны при условии, что радиус частиц соответствует диапазону так называемых малых эффективных масс [2].

К настоящему времени показано, что средний размер наночастиц, среднеквадратичное отклонение в их распределении по размерам, а также ориентация плоского слоя суспензии по отношению к гравитационному полю существенно влияют как на энергетические, так и на пространственные характеристики ЧПИ [2-5]. Кроме того, при повороте слоя начинает проявлять себя эффект Бойкотта, состоящий в увеличении скорости осаждения частиц в сосуде с наклонными стенками [6]. Также при воздействии интенсивного лазерного пучка на суспензию с изначально симметричным распределением наночастиц по размерам наблюдается нарушение симметрии кривой распределения, а в случае изначально несимметричного одномодового распределения происходит его трансформация в бимодальное [7].

В настоящей работе рассмотрено влияние параметров распределения по размерам и ориентации слоя среды на пространственные характеристики вырожденного ЧПИ со встречными волнами накачки на примере этанольной суспензии наночастиц полистирола со средним радиусом 75 нм, проведено сравнение пространственных характеристик ЧПИ в случаях нормального (симметричного) и логарифмически-нормального распределений частиц по размерам. Согласно монографии [8] вероятность последней функции распределения возрастает для наночастиц с радиусом свыше 10 нм из-за преобладания механизма коагуляции в процессе их формирования.

Анализ пространственной селективности ЧПИ проведен с использованием интегрального выражения для пространственного спектра объектной волны, учитывающим функцию распределения наночастиц по размерам [4]. Интегрирование проводилось в пределах от 1 до 300 нм. Считались справедливыми приближения заданного поля по волнам накачки, малого коэффициента преобразования ЧПИ, медленно меняющихся амплитуд, параксиальное приближение, некогерентность волн накачки [3]. При расчете пространственного спектра объектной волны в качестве сигнальной волны рассматривалась волна от точечного источника, расположенного на грани среды. Длина волны четырех взаимодействующих волн принималась равной 532 нм, температура этанольной суспензии сферических наночастиц полистирола 20° С, а ее толщина – 1 мм. Выбранный для расчетов средний радиус частиц 75 нм соответствовал диапазону малых эффективных масс, введенным в работе [2]. В этом диапазоне пространственную селек-

тивность ЧПИ характеризует такой параметр, как полуширина провала ($\Delta\chi$), который наблюдается в модуле пространственного спектра объектной волны.

Ниже (рис. 1) представлены зависимости $\Delta\chi/k$ (где k – волновое число) от угла наклона слоя по отношению к гравитационному полю (θ) и от среднеквадратичного отклонения (σ) в нормальном и логарифмически-нормальном распределениях частиц по размерам. При фиксированном угле θ с ростом σ величина $\Delta\chi$ увеличивается, как и при замене нормального распределения частиц по размерам логарифмически-нормальным. Для больших фиксированных значений σ показано существование оптимальных углов наклона (θ_{opt}), при которых $\Delta\chi$ принимает минимальные значения. Начиная с некоторых значений σ , положения θ_{opt} смещаются в область меньших углов. Полученные зависимости $\Delta\chi$ согласуются с аналогичными зависимостями, приведенными в [5] для случая водной суспензии наночастиц полистирола со средним радиусом 100 нм.

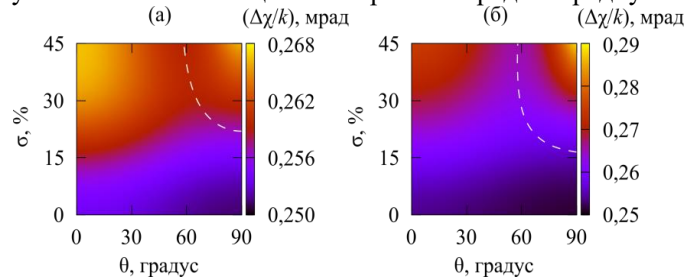


Рис. 1. Зависимости полуширины провала от угла наклона слоя этанольной суспензии и среднеквадратичного отклонения в нормальном (а) и логарифмически-нормальном (б) распределении наночастиц полистирола по размерам. Пунктиром показаны положения оптимального угла θ_{opt}

Список литературы

1. A.A. Afanas'ev, A.N. Rubinov, S.Yu. Mikhnevich, I.E. Ermolaev. Four-wave mixing in a liquid suspension of transparent dielectric microspheres // J. Exp. Theor. Phys., vol. 101 (3), pp. 389-400, 2005.
2. M.V. Savelyev, V.V. Ivakhnik. Spatial selectivity of the four-wave radiation converter with allowance for gravity acting on nanoparticles dissolved in a transparent liquid // Radiophys. Quant. Electron., vol. 63 (8), pp. 625-633, 2021.
3. A.D. Remzov, M.V. Savelyev. Counterpropagating four-wave mixing in a transparent suspension of nanoparticles in the Earth's gravity field // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., vol. 85 (12), pp. 1415-1419, 2021.
4. В.В. Ивахник, М.В. Савельев. Влияние дисперсности наночастиц в прозрачной жидкости на пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, т. 26, № 1, с. 9-17, 2023.
5. М.В. Савельев, К.Е. Алеферкина. Влияние наклона слоя полидисперсной наносуспензии на пространственную структуру объектной волны при вырожденном четырехволновом взаимодействии // I Самарцевские Чтения (ФЭКС/IWQO-2023): Сборник тезисов. г. Светлогорск, 18 – 22 сентября 2023 г. – М.: Тривант, с. 182-184, 2023.
6. Yu.A. Nevskii, A.N. Osipov. Slow gravitational convection of disperse systems in domains with inclined boundaries // Fluid Dyn., vol. 46 (2), pp. 225-239, 2011.
7. В.И. Иванов, С.А. Пячин. Сепарация частиц в полидисперсной наносуспензии в поле лазерного излучения // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, № 13, с. 146-155, 2021.
8. Д.И. Рыжонков, В.В. Лёвина, Э.Л. Дзидзигури. Наноматериалы. М.: Бинوم. Лаботория знаний, 365 с., 2012.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ТРЕБОВАНИЙ К КАЧЕСТВУ ОПТИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЗАКРУЧЕННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ СВЕРХРАЗРЕШАЮЩЕЙ МИКРОСКОПИИ И ОПТИЧЕСКИХ ПИНЦЕТОВ

А.В. Семенова^{1,2,3*}, В.Л. Вакс^{1,2,3}, Ю.В. Галкина³, А.О. Епишина³

¹Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе российской академии наук
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

²Федеральный исследовательский центр институт прикладной физики российской академии наук
603905, Российская Федерация, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46

³Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603022, Российская Федерация, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23

*E-mail: semenanna@yahoo.com

«Закрученные» пучки электромагнитных волн активно используются в оптических пинцетах и сверхразрешающей микроскопии. Для оценки качества изготовления таких оптических элементов, как пространственные фазовые модуляторы и зонды ближнепольных микроскопов, необходимо математическое моделирование качественных и количественных различий поля, сформированного оптическими системами с различной шерховатостью.

Работа Аллена [1] положила начало активному исследованию пучков электромагнитных волн с ненулевой проекцией орбитального момента импульса на направление распространения – т.н. закрученных пучков, – методов их генерации, детектирования, а так же возможностей применения, продолжающемуся уже более двадцати лет.

Кратко рассмотрим некоторые из этих возможностей. Во-первых, на базе закрученных пучков можно мультиплексировать канал связи без уменьшения пропускной способности подканалов [2, 3], так как произвольное поле может быть однозначно разделено на компоненты, отличающиеся проекцией орбитального момента импульса на направление распространения. Во-вторых, обмен моментом импульса между электромагнитными волнами и средой [2 - 6] позволяет использовать закрученные пучки для диагностики турбулентных сред [5], вращательной газовой спектроскопии [6] или вращения частиц, захваченных оптическим пинцетом [2, 4]. Наконец, особенности распределения интенсивности и фазы: зависимость фазы от азимутального угла, фазовая сингулярность и нулевая интенсивность на оси пучка – открывает широкие возможности для использования закрученных пучков в микроскопии [7 - 12] для повышения контраста или улучшения разрешения изображения. При дифракции сравнительно однородного в поперечном сечении пучка на спиральной фазовой пластине, независимо от конкретной формы пучка [9], в окрестности оси пучка формируется зона низкой интенсивности, характерный радиус которой стремится к бесконечности в дальней зоне. То есть, использование спиральной фазовой пластины в 4 f объективе позволяет уменьшить интенсивность изображения однородных участков объекта и одновременно повысить яркость его контуров [7], соответствующих, например, клеточным стенкам. «Кольцеобразная» структура закрученных пучков с нулевой интенсивностью на оси используется также в сверхразрешающей STED микроскопии для подавления эмиссии флуорофоров в окрестности исследуемой точки [7, 8]. В сканирующей оптической микроскопии фазовая сингулярность может работать подобно наноразмерной диафрагме, формируя в ближней зоне область высокой интенсивности поля с характерным диаметром меньше длины волны [9 - 12].

Для формирования закрученных пучков часто используется пространственная модуляция основной поперечной моды лазерного излучения с помощью дифракционных решеток или спиральных фазовых пластин [2, 3, 9]. Кроме того, поле оптического сканирующего микроскопа может «унаследовать» закрученность от поверхностных цилиндрических волн, использующихся для возбуждения некоторых типов зондов [13]. В настоящее время точность изготовления как дифракционных элементов, так и зондов может быть очень высокой, но все же конечной. Как показывают работы [2, 9], в даль-

ней зоне отклонения реальной структуры пучка от идеальной невелики, но все же обнаружимы в эксперименте. Однако результаты, полученные при теоретических и экспериментальных исследованиях дифракции закрученных пучков, могут быть неприменимы для оптической ближнепольной микроскопии. Кроме того, распределение электромагнитного поля за модулятором рассчитывается, как правило, в рамках геометрической оптики [9]. Ограничение точности данного приближения может приводить к «невозможным» граничным условиям (например, ненулевой интенсивности пучка в точке фазовой сингулярности) и, соответственно, некорректному вычислению поля в ближней зоне. Соответственно, для оценки критериев качества зондов ближнепольных оптических микроскопов, а также фокусаторов и модуляторов оптических пинцетов могут понадобиться дополнительные теоретические исследования.

Исследование поддержано РФФ №21-72-30020.

Список литературы

1. L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, et.al. Orbital angular momentum of light and transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // *phys. rev. A*, vol. 45 (11), pp. 8185 - 8189, 1992.
2. Б.А. Князев, В.Г. Сербо Пучки фотонов с ненулевой проекцией орбитального момента импульса: новые результаты // *УФН*, vol. 188 (5), pp. 508 - 539, 2018.
3. H/ Wang, Q. Song, Y. Cai, et.al. Recent advances in generation of terahertz vortex beams and their applications // *Chin. Phys. B*, vol. 29 (9), 097404, 2020.
4. X.-L. Wang, J. Chen, Y. Li, et.al. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization // *phys. rev. lett*, vol. 105, 253602, 2010.
5. Оптика когерентного излучения / П.В. Короленко Москва, стр. 130, 1997.
6. G. Lao Interaction between vortex beams and diatomic molecules with rotation // *arXiv preprint arXiv:2012.15227*, 2020.
7. M. Ritsch-Marte Orbital angular momentum light in microscopy // *Phyl. Trans. R. Soc. A*, vol. 375, 20150437, 2016.
8. K. Otomo, T. Hibi, Y. Kozawa, et.al. STED microscopy—super-resolution bio-imaging utilizing a stimulated emission depletion // *Microscopy*, vol. 64 (4), pp. 227–236, 2015.
9. Вихревые лазерные пучки / В.В. Котляр, С.Н. Хонина, А.А. Ковалев Самара: издательство СГАУ, стр. 9, 2007.
10. A. Popiolek-Masajada, J. Masajada, M. Szatkowski. Internal scanning method as unique imaging method of optical vortex scanning microscope // *Opt. Laser Ing.*, vol. 105, pp. 201 - 208, 2018.
11. A. Popiolek-Masajada, J. Masajada, W. Lamperska. Phase recovery with the optical vortex microscope // *Meas. Sci. Technol.*, vol. 30, 105202, 2019.
12. L. Plociniczak, A. Popiolek-Masajada, J. Masajada, et.al. Analytical model of the optical vortex microscope // *Appl. Opt.*, vol. 55 (12), pp. B20–B27, 2016.
13. М.Н. Libenson, D.S. Smirnov. Propagation and excitation of resonance cylindrical surface polaritons // *J. Opt. Technol.*, vol. 71 (8), pp. 495 - 499, 2004.

НАКАЧКА CuVr-ЛАЗЕРА LTD-ГЕНЕРАТОРОМ НА ОСНОВЕ СУММАТОРА НАПРЯЖЕНИЯ

К.Ю. Семенов^{1,2*}, М.В. Тригуб¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, д. 1

*E-mail: semenov@iao.ru

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 30

В работе представлен результат накачки CuVr-лазера с помощью полупроводникового источника - LTD-генератора на основе сумматора напряжения. Длина активной зоны лазера составляла 44 см и диаметр 1,8 см. При частоте следования импульсов накачки 50 кГц и средней мощности накачки 900 Вт средняя мощность генерации составила 1,3 Вт. В работе также показана схема LTD-генератора на основе сумматора напряжения и осциллограммы импульсов накачки.

В современном мире существуют задачи (лазерная абляция мишеней из тугоплавких оксидов при производстве нанопорошков, лазерная микрообработка материалов, лазерная сварка и т.п.), которые требуют проведения скоростной визуализации с высоким временным разрешением. Для решения этих задач могут быть использованы так называемые лазерные мониторы, использующие CuVr-активные элементы в качестве усилителей яркости изображения [1]. При быстром протекании процесса ключевым параметром системы визуализации является временное разрешение, которое обратно пропорционально частоте следования импульсов накачки усилителя яркости. Ранее коллективом была проведена работа по накачке CuVr-активного элемента с помощью генератора на основе сумматора тока с повышающим трансформатором [2]. Однако, для получения качественного изображения с частотами накачки более 50 кГц схема моностабильного лазерного монитора (один активный элемент является и генератором, и усилителем оптического излучения) мало пригодна. Поэтому необходимо использовать бистатическую схему [3], которая обладает большим полем зрения, контрастностью, четкостью и большей дистанцией до объекта. Однако такая схема требует использования двух усилителей яркости изображения. Так как нижняя пороговая частота генератора на основе сумматора тока с повышающим трансформатором [2] составляет порядка 50 кГц, и эта же частота является верхней пороговой для генератора на основе сумматора напряжения (рис. 1), то было принято решение разрабатывать генератор на основе сумматора напряжения для частоты 50 кГц. Данный генератор ввиду большей мощности будет использован в качестве задающего генератора в системе бистатического лазерного монитора.

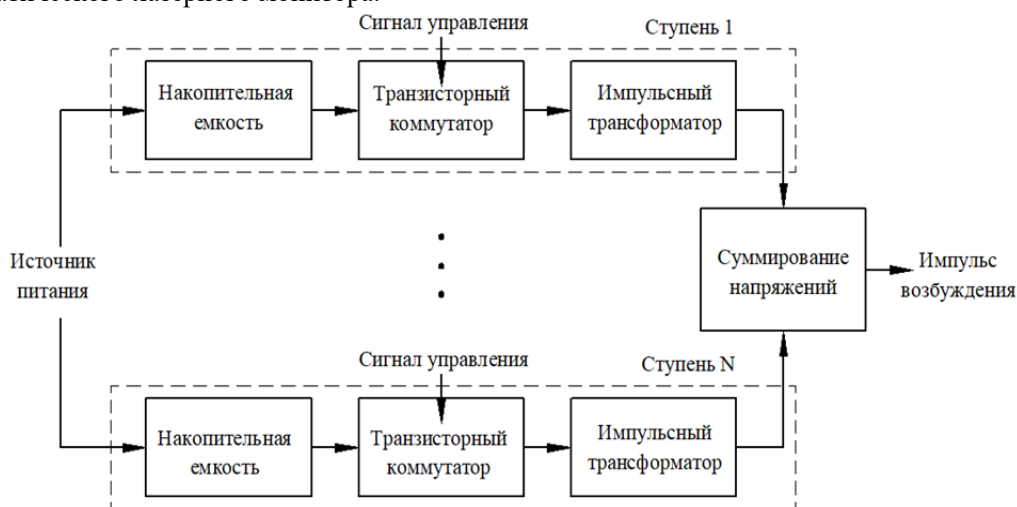


Рис. 1. Структурная схема LTD-генератора на основе сумматора напряжения

Разработанный LTD-генератор на основе сумматора напряжения состоял из шести одинаковых ступеней. Каждая ступень имела свою накопительную емкость в 6 нФ, четыре параллельно включенных транзистора 1200 В SiC MOSFET и трансформаторный выход, что позволяло суммировать выходные напряжения всех ступеней, включая вторичные обмотки последовательно.

В качестве активного элемента использовалась газоразрядная трубка с длиной активной зоны 44 см и диаметр 1,8 см. При энергии в импульсе накачки 36 мДж (900 Вт средней мощности) средняя мощность генерации составила 1,3 Вт. Осциллограммы показаны на рисунке 2. Данный режим являлся установившемся, позволяя работать не менее двух часов подряд, и повторяемым. Во время такой работы также был опробован режим кратковременной (на 5 минут) предельной форсировки энергии в импульсе до 43,5 мДж (1100 Вт средней мощности). В таком режиме максимальная мощность излучения стабилизировалась за отметкой 1,5 Вт. После этого устройство переводили в режим с мощностью 1,3 Вт.

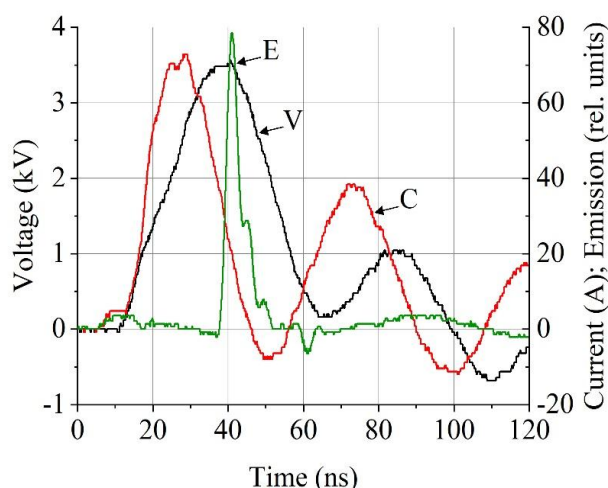


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на электродах активного элемента (V), тока коммутатора (C) и импульса генерации (E)

Режим кратковременного повышенного энерговыклада может быть использован непосредственно во время визуализации быстропротекающего процесса или серии таких процессов, после чего, как правило, следует пауза или завершение эксперимента.

Список литературы

1. Абрамов Д.В., Галкин А.Ф., Жаренова С.В., Климовский И.И., Прокошев В.Г., Шаманская Е.Л. Визуализация с помощью лазерного монитора взаимодействия лазерного излучения с поверхностью стекло- и пироуглерода // Известия ТПУ. – 2008. – Т. 312. – № 2. – С. 97-100.
2. Trigub M.V., Gembukh P.I., Semenov K.Y. CoolMOS based high-voltage power supply with PRF up to 200 kHz for metal vapor active media excitation. // Opt Quant Electron 55. – 1103 (2023). <https://doi.org/10.1007/s11082-023-05311-9>
3. Trigub M.V., Vasnev N.A., Evtushenko G.S. Bistatic laser monitor for imaging objects and processes // Appl. Phys. B. – 2020. – 126, 33. <https://doi.org/10.1007/s00340-020-7387-5>

ОСОБЕННОСТИ УСИЛЕНИЯ СВЕТА В СЕЛЕКТИВНО ПО СОСТОЯНИЯМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ВНЕШНИМ ИМПУЛЬСНЫМ ПОЛЕМ МОЛЕКУЛАХ

А.В.Шамшури^{1*}, В.В.Слабко¹, И.А.Кузоватов²

¹Сибирский федеральный университет,
Институт инженерной физики и радиоэлектроники
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28
*E-mail: shamshurin.alex@mail.ru

²Сибирский федеральный университет,
Институт математики и фундаментальной информатики, кафедра высшей математики
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

Рассмотрены переходные процессы установления ориентационного равновесия при безынерсном усилении света молекулами за счет их селективной ориентации по состояниям путем наложения импульсного внешнего ориентирующего поля.

При воздействии внешнего ориентирующего поля (ОП) на систему молекул энергия их взаимодействия с полем зависит от того, в каком состоянии (основном или возбужденном) находится молекула. Наличие ОП приводит к селективной по состояниям ориентации молекул, что, в свою очередь, является причиной различия значений вероятностей переходов с поглощением поляризованного света и индуцированного испускания, а, следовательно, и к возможности безынерсного усиления света.

В работах [1, 2] рассмотрена возможность безынерсного усиления света в системе селективно по состояниям ориентированных молекул в постоянном ОП, в приближении малости времени ориентации по сравнению со временем жизни возбужденного состояния. Показано, что в постоянном ОП вряд ли удастся получить достаточную степень ориентации простых молекул, удовлетворяющих названному приближению, из-за низкого значения предпробойного ОП. Данные идеи впоследствии были развиты авторами данного сообщения в работах [3–6]. На основе связанной системы кинетических уравнений Больцмана с учетом влияния переходов между уровнями была рассмотрена возможность безынерсного усиления света в системе молекул селективно по состояниям ориентированных во внешнем как постоянном, так и импульсном ОП, при произвольном соотношении времен ориентации и жизни возбужденного состояния. Показано, что степень селективной ориентации при импульсном ОП в ряде случаев может быть достаточной для безынерсного усиления.

В данной работе особое внимание уделено переходным процессам установления ориентационного равновесия в молекулах под действием импульсного ОП.

Для иллюстрации рассмотрим систему аксиально-симметричных дипольных молекул, направление электродипольного момента перехода \vec{d}_{21} в которых совпадает с направлением постоянного дипольного момента $\vec{\mu}$ и осью симметрии цилиндрически симметричной молекулы. Если в системе постоянный дипольный момент в основном состоянии меньше, чем в возбужденном, то эффект усиления проявляется наиболее сильно, если ОП направить параллельно пробному полю $\vec{E}_0 || \vec{E}$ [1, 2] и коэффициент усиления α описывается формулой

$$\alpha = \sigma_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi [n_2 A_2 \exp(p_2 \cos\theta) - n_1 A_1 \exp(p_1 \cos\theta)] \cos^2\theta \sin\theta d\theta, \quad (1)$$

где σ_0 – сечение поглощения-испускания для молекулы, p_1, p_2 – параметры ориентации, равные отношению энергии взаимодействия молекулы с ОП в основном и возбужденном состояниях, к энергии теплового движения, соответственно.

Первый член подынтегральной разности в (1) описывает усиление (связан с вероятностью перехода с возбужденного состояния в основное), второй поглощение (связан с вероятностью перехода с основного состояния в возбужденное). Разность их и дает коэффициент усиления [3–5].

Усиление лучше всего проявляется, когда τ_0 намного меньше времени жизни воз-

бужденного состояния [3], остановимся в данной работе на этом. На рис. 1 приведена зависимость безразмерного коэффициента усиления $\alpha' = \alpha/N\sigma_0$ (черная линия, шкала слева) при воздействии импульсного ОП \vec{E}_0 , задающегося следующими параметрами ориентации $p_1 = 2,0$, $p_2 = 8,0$, от времени (форма импульса в данном случае квадратная). Красными линиями (шкала справа) показаны усредненные по ориентациям интегральные значения вероятности переходов с основного (сплошная линия) и с возбужденного состояний (штрихпунктирная линия) в зависимости от времени t .

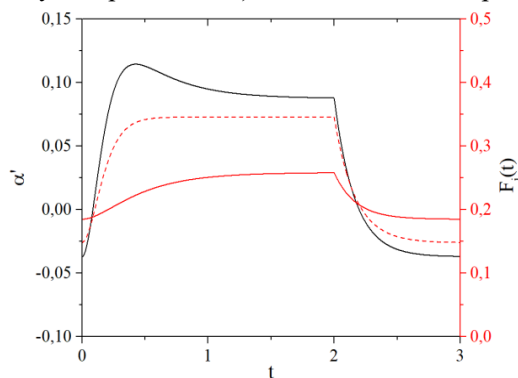


Рис. 1. Влияние импульсного ОП на усиление

Как видно из рис. 1 усиление приходит к стационарному режиму за время порядка времени ориентации. Резкий выброс усиления на начальном этапе включения ориентирующего поля связан с различной скоростью роста интегральных значений вероятностей перехода. Поскольку дипольный момент молекулы в возбужденном состоянии выше, функции распределения основного состояния переходят в возбужденные быстрее, и ориентация в ОП устанавливается быстрее, чем у молекул в основном состоянии.

Приведенные расчеты и соображения позволяют сделать вывод о возможности безынверсного усиления излучения путем селективного по состояниям ориентирования молекул в импульсном поле.

Список литературы

1. А.К. Попов, V.V. Slabko. Switching from opaque via transparent to a strongly amplifying state is shown to be possible for molecular media without a change in the noninverted population of their energy levels // *Optics Letters*, vol. 30 (13), pp. 1719–1721, 2005.
2. А.К. Попов, V.V. Slabko Optical switching and inversionless amplification controlled by state-dependent alignment of molecules // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 38 (11), pp. 1787–1796, 2005.
3. В.В. Слабко, И.А. Кузоватов, А.В. Шамшурин. О возможности безынверсного усиления света дихроичными молекулами во внешнем ориентирующем поле // *Журнал технической физики*, 82 (2), с. 57–62, 2012.
4. И.А.Кузоватов, А.В.Шамшурин. Численное моделирование процесса ориентации двухуровневых молекул во внешнем поле при помощи метода экспоненциальной подгонки // *СибЖИМ*, 15 (3), с. 45–57, 2012.
5. И.А.Кузоватов, В.В.Слабко, А.В.Шамшурин. Amplification of light by molecules with selectively oriented states in the pulsed electric field // *Журнал Сибирского федерального университета. Серия: Математика и физика*, 9 (3), с. 332–337, 2016.
6. А.В. Шамшурин, И.А. Кузоватов, А.С. Ципотан, В.В. Слабко. О безынверсном усилении света молекулами, селективно по состояниям ориентированными в поле лазерного излучения // *Квантовая электроника*, 48 (11), с.1076–1082, 2018.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА УСИЛЕННОГО СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЫХОДНОЙ СИГНАЛ КВАНТОВОГО УСИЛИТЕЛЯ НА ПАРАХ БРОМИДА МЕДИ

Н. А. Васнев*, М. В. Тригуб

*Институт оптики атмосферы СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, д. 1*

*E-mail: vasnev_na@iao.ru

В работе предложен метод определения вклада усиленного спонтанного излучения (ASE) в выходной сигнал активной среды на парах бромида меди, работающей в однопроходном режиме. Результаты показывают, как зависит мощность усиленного спонтанного излучения от временной задержки между импульсом сверхсветимости и моментом поступления в активный элемент сигнала, отраженного от объекта наблюдения. Для каждого значения временной задержки фиксировались осциллограммы усиленного спонтанного излучения, входного сигнала и выходного сигнала. Осциллограммы позволяют оценить соотношение «сигнал/шум». Наибольшее усиление достигается при минимальной временной задержке, поскольку в этом случае происходит наиболее эффективный сьем инверсной населенности.

Активные среды на парах металлов и их галогенидов, в частности на парах бромида меди, хорошо зарекомендовали себя в ряде приложений. На основе таких активных сред были созданы лазерно-проекционные системы, с помощью которых исследуют сварочные процессы [1], горение нанопорошков [2], самораспространяющийся высокотемпературного синтеза [3], процессы производства нанопорошков для изготовления керамики с требуемыми физико-химическими свойствами [4] и др.

При исследованиях активной среды на парах металлов зачастую оценивают ее усилительные характеристики. Для лазерно-проекционных систем коэффициент усиления важен с точки зрения обеспечения высокой яркости формируемых изображений и высокого соотношения «сигнал/шум». Зачастую коэффициент усиления оценивают как отношение мощности выходного сигнала к мощности входного сигнала – данный подход является простым с точки зрения реализации на практике, однако не вполне корректным. Очевидно, что выходной сигнал активной среды (квантового усилителя) представляет собой совокупность усиленного спонтанного излучения (ASE) и входного сигнала, усиленного активной средой за счет инверсной населенности (то есть однопроходного излучения). В данной работе предложен метод, согласно которому может быть определен вклад ASE в выходной сигнал. Определив долю ASE, можно не учитывать ее при нахождении коэффициента усиления входного сигнала или при оценке соотношения «сигнал/шум», что обеспечивает более точный результат.

На (рис. 1) представлена схема экспериментальной установки. Фотоприемники 1, 2 и 3 регистрируют усиленное спонтанное излучение (L_{ASE}), выходной сигнал (L_{OUT}) и входной сигнал (L_{IN}) активного элемента на парах бромида меди.

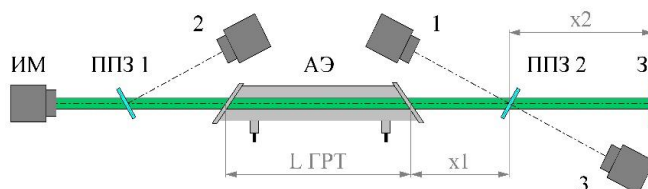


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1, 2, 3 – фотоприемники; АЭ – активный элемент; 3 – зеркало; ИМ – измеритель мощности; ППЗ 1, ППЗ 2 – полупрозрачные зеркала 1 и 2; Э – блокировочный экран.

В рамках предложенного метода регистрировались осциллограммы импульсов излучения и измерялась мощность выходного сигнала при различных значениях расстояния x_1+x_2 . Оптическую трассу x_1+x_2 будем обозначать как L_1 . Постепенное наращивание дистанции L_1 с шагом 0,3 м приводило к увеличению временной задержки t_z ме-

жду ASE и входным сигналом с шагом 1,98 нс. На (Рис. 2) представлены примеры осциллограмм, полученных при дистанции $L1=2,6$ м ($t_3=17,2$ нс). Мощность выходного сигнала составила 2,13 Вт.

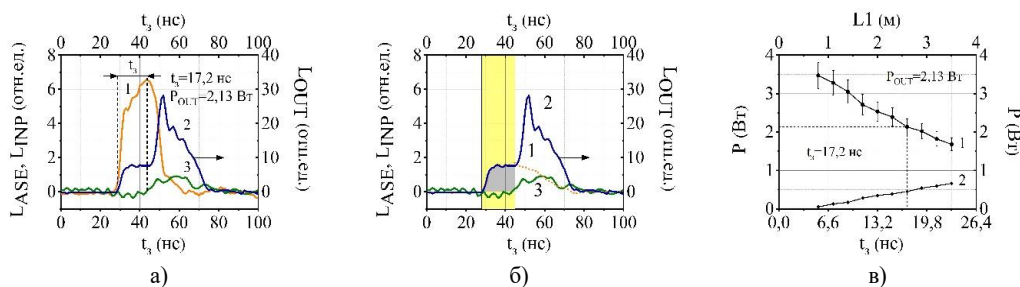


Рис. 2. а, б – Осциллограммы усиленного спонтанного излучения (1), выходного сигнала (2) и входного сигнала (3); в – зависимости мощности выходного сигнала (1) и мощности усиленного спонтанного излучения (2) при различной временной задержке t_3 (дистанции $L1$).

Также для каждого значения временной задержки определялось соотношение «сигнал/шум». Для этого были проинтегрированы графики выходного сигнала, причем интегрирование проводилось в два этапа: сперва определялась площадь под графиком, которая соответствовала ASE (Рис. 2, б), а затем то же самое осуществлялось для оставшейся области под графиком, которая соответствовала однопроходному излучению. Таким образом, измерив мощность на выходе усилителя и проинтегрировав площади под графиком, можно определить вклад ASE в результирующую мощность выходного сигнала (кривая 2 на Рис. 2, б). Разумеется, наименьший вклад ASE наблюдается в том случае, когда временная задержка минимальна, поскольку происходит эффективный сьем инверсной населенности и практически весь выходной сигнал представляет собой однопроходное излучение (98,5 %). В пересчете на мощность ASE составляет всего лишь 50 мВт, а однопроходное излучение – 3,42 Вт. Следовательно, соотношение «сигнал/шум» в данном случае составляет: $3,42 \text{ Вт} / 0,05 \text{ Вт} = 69,4$. При увеличении временной задержки, например до $t_3=9,2$ нс, доля сверхизлучения в составе выходного сигнала увеличивается до 170 мВт (5,7 %). Когда временная задержка t_3 равна 15,2 нс, мощность однопроходного излучения составляет 2,0 Вт (83,5 %), а мощность сверхизлучения достигает 390 мВт (16,5 %). Таким образом, с увеличением расстояния $L1$ (временной задержки) наблюдается снижение выходной мощности излучения и соотношения «полезный сигнал/шум».

Список литературы

1. Сараев Ю.Н., Лунев А.Г., Тригуб М.В., Перовская М.В. Методика исследований характеристик тепломассопереноса при дуговой сварке плавящимся электродом с видео регистрацией изображений в условиях лазерного когерентного излучения // Актуальные проблемы в машиностроении. – 2018. – Т. 5, – № 1–2. – С. 20–25.
2. Губарев Ф.А., Мостовщиков А.В., Ильин А.П., Ли Л., Буркин Е.Ю., Свиридов В.В. Лазерный монитор с независимой подсветкой для наблюдения процессов высокотемпературного горения нанопорошков металлов // Письма в журнал технической физики. – 2021. – Т. 47, – № 8. – С. 20. – DOI: 10.21883/pjtf.2021.08.50848.18519.
3. Тригуб М.В., Васнев Н.А., Китлер В.Д., Евтушенко Г.С. Применение бистатистического лазерного монитора для высокоскоростной визуализации процессов горения // Оптика Атмосферы и Океана. – 2020. – Т. 33, – № 12. – С. 962–966. – DOI: 10.15372/AOO20201210.
4. Trigub M.V., Platonov V.V., Evtushenko G.S., Osipov V.V., Evtushenko T.G. Laser monitors for high speed imaging of materials modification and production // Vacuum. – 2017. – Vol. 143. – P. 486–490. – DOI: 10.1016/j.vacuum.2017.03.016.

АНИЗОТРОПИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В НАНОРЕЗОНАТОРАХ ИЗ ДИСУЛЬФИДА МОЛИБДЕНА

М. Д. Волкова^{1*}, А. А. Попкова¹, С. М. Новиков², В. О. Бессонов¹, А. А. Федянин¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1-2

*E-mail: volkovamd@my.msu.ru

²Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

141700, Российская Федерация, Московская обл., г. Долгопрудный, Научный переулок, д. 4

Одним из подходов к созданию перестраиваемых нанофотонных устройств является использование оптической анизотропии материалов. Дихалькогениды переходных металлов (ДМП) обладают сильными ковалентными связями внутри слоев и слабыми ван-дер-ваальсовыми связями между ними, что приводит к существенному отличию оптических свойств кристалла в различных направлениях. Данная работа посвящена исследованию анизотропии нелинейно-оптических свойств наноструктур из ДМП, в частности, дисульфида молибдена. С помощью микроскопии второй оптической гармоники определено влияние анизотропии материала на нелинейно-оптический отклик наноструктур, поддерживающих резонансы типа Ми.

Атомные слои дисульфида молибдена (MoS₂) являются перспективными материалами для использования в развивающихся областях нанофотоники и оптоэлектроники, благодаря высокой подвижности носителей заряда, большой эффективности фотолюминесценции, перестраиваемой за счет количества слоев энергетической запрещенной зоны [1–3]. Квазидвумерные материалы, представляющие собой набор слабо связанных слоев, обладают высоким показателем преломления, что позволяет изготавливать из них сложные объемные наноструктуры, сохраняющие часть свойств монослоя. Так наночастицы из дисульфида молибдена поддерживают резонансы типа Ми в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне длин волн, что совместно с экситонными переходами материала может быть использовано для увеличения эффективности нелинейного отклика [4].

В работе исследовались наночастицы дисульфида молибдена цилиндрической и кубической формы, изготовленные методом электронно-лучевой литографии. Полученные нанорезонаторы поворачивались при помощи атомно-силового микроскопа для получения структур с анизотропией относительно плоскости подложки. Исследование зависимости нелинейного отклика образца от угла поворота поляризации накачки на длинах волн, соответствующих различным Ми-резонансам структур, позволяет сделать вывод о влиянии анизотропии оптических и нелинейно-оптических свойств материала на эффективность генерации второй гармоники.

Исследование выполнено при поддержке РФФ №24-19-00478.

Список литературы

1. Gupta A., Sakthivel T., Seal S. Recent development in 2D materials beyond graphene //Progress in Materials Science. – 2015. – Т. 73. – С. 44-126.
2. Woodward R. I. et al. Characterization of the second-and third-order nonlinear optical susceptibilities of monolayer MoS₂ using multiphoton microscopy //2D Materials. – 2016. – Т. 4. – №. 1. – С. 011006.
3. Malard L. M. et al. Observation of intense second harmonic generation from MoS₂ atomic crystals //Physical Review B. – 2013. – Т. 87. – №. 20. – С. 201401.
4. Popkova A. A. et al. Nonlinear exciton-Mie coupling in transition metal dichalcogenide nanoresonators //Laser & Photonics Reviews. – 2022. – Т. 16. – №. 6. – С. 2100604.

УДВОЕННОЕ ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В МНОГОМОДОВОМ ВОЛНОВОДЕ С РЕЗОНАНСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Е. В. Воробьева^{1*}, В. В. Ивахник¹

¹Самарский университет
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34
*E-mail: loginovaely@mail.ru

Исследуется влияние на качество удвоенного обращения волнового фронта в многомодовом волноводе с резонансной нелинейностью интенсивности волны накачки, гауссовой структуры одной из волн накачки.

В настоящей работе исследуется шестиволновое взаимодействие монохроматических волн в многомодовом световоде с учетом резонансной нелинейности в рамках скалярной теории, изучается встречная геометрия взаимодействия волн накачки. Предполагается, что нелинейные частицы, заполняющие волновод, моделируются трехуровневой схемой энергетических уровней, один из которых является метастабильным.

Шестиволновое взаимодействие описывается стационарным волновым уравнением, которое дополняется кинетическими уравнениями для заселенностей уровней. При этом используются приближения заданного поля по первой волне накачки и малого коэффициента преобразования, разложение взаимодействующих волн, коэффициента поглощения и заселенностей энергетических уровней по модам волновода.

Получено выражение для функции размытия точки (ФРТ) шестиволнового преобразователя излучения в двумерном световоде, с сердцевинной, состоящей из «матрицы» и ансамбля нелинейных частиц.

Выражение для ФРТ позволяет качественно проанализировать влияние на точность удвоенного обращения волнового фронта параметров волновода, соотношения между частотами волн накачки, интенсивности первой одномодовой волны накачки, пространственной структуры второй волны накачки.

В качестве волноводов рассмотрен двумерный волновод с параболическим профилем показателя преломления, модами параболического волновода являются функции Гаусса-Эрмита.

Как и при шестиволновом взаимодействии с удвоенным обращением волнового фронта в параболическом волноводе с керровской, тепловой нелинейностями с увеличением поперечной координаты наблюдается монотонное или осциллирующее уменьшение амплитуды объектной волны.

В качестве количественного параметра, характеризующего качество УОВФ, может выступать полуширина модуля амплитуды объектной волны, определяемая на полувысоте центрального модуля ФРТ.

При шестиволновом взаимодействии в параболическом волноводе, одномодовых волнах накачки, возбуждающих нулевую моду волновода, увеличение нормированной интенсивности первой волны накачки уменьшает полуширину центрального максимума модуля амплитуды объектной волны. Качество УОВФ улучшается. Увеличение коэффициента поглощения вещества волновода приводит к уменьшению скорости изменения полуширины центрального максимума модуля амплитуды объектной волны с увеличением интенсивности первой волны накачки.

Для исследования влияния на качество УОВФ пространственной структуры второй волн накачки предполагалось, что первая волна накачки возбуждает нулевую моду волновода, а изменение в зависимости от поперечной координаты амплитуды второй волны накачки на грани волновода описывается гауссовой функцией. Полуширина центрального максимума модуля амплитуды объектной волны уменьшается с ростом радиуса второй волны накачки.

ИЗУЧЕНИЕ УШИРЕНИЯ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В АЗОТЕ

Д.Н. Воронкевич^{1*}, Д.М. Лубенко^{1,2}

¹*Томский политехнический университет
634050, Российская Федерация, Томск, пр-т Ленина, 30
E-mail: dnv4@tpu.ru

²*Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пр-т Академический, 2/3*

Работа посвящена экспериментальному исследованию возможности создания генератора широкополосного излучения (суперконтинуума). Рассматриваются экспериментальные результаты уширения спектра излучения в постфиламентационном канале фемтосекундного лазера с центральной длиной волны 940 нм до диапазона 350 – 1100 нм с высокой эффективностью.

Фемтосекундные лазеры обеспечивают высокую плотность мощности излучения, которая приводит к различным нелинейным эффектам, среди которых стоит отметить такие как филаментация излучения, а также генерацию суперконтинуума (СК) [1].

Механизмы уширения спектра различны. Наиболее часто в литературе встречаются такие механизмы как фазовая самомодуляция (ФСМ) и четырехволновой параметрический процесс (ЧВП) [1, 2, 3]. При филаментации фемтосекундного импульса в газовых средах наблюдаются оба эти механизма, но ЧВП протекает с наибольшей эффективностью.

В данной работе исследуется возможность создания генератора широкополосного СК с высокой эффективностью преобразования излучения накачки.

Основываясь на результатах [4] и [5], был поставлен эксперимент по созданию СК в плазме филамента. Эксперименты проводились на фемтосекундном комплексе «Старт-480М». Для более интенсивной генерации поляризация пучка менялась с линейной на круговую, а лазерная система была настроена таким образом, чтобы обеспечивалась 3–4 высокоинтенсивных пика в спектре выходного излучения. Ожидаемый результат был получен при фокусировке излучения в кювете, заполненной чистым азотом под давлением около 3 атм. Эффективность преобразования составила 12%. При изменении давления в диапазоне 2,5–3,5 атм. менялась и зависимость порога генерации белого СК от энергии импульса. Полученный при этом спектр генерации составил 350 – 1100 нм. Расходимость наблюдаемого СК составила 2 мрад.

Список литературы

1. В.П. Кандидов, И.С. Голубцов, О.Г. Косарева. Источники суперконтинуума в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении в жидкости и газе // Квантовая электроника., Т. 34 (4), с. 348–354, 2004.
2. Н. Kawano, Y. Hirakawa, T. Imasaka. Generation of high-order rotational lines in hydrogen by four-wave Raman mixing in the femtosecond regime // IEEE journal of quantum electronics., vol. 34 (2), pp. 260 – 268, 1998.
3. F. Théberge et al. Ultrabroadband continuum generated in air (down to 230 nm) using ultrashort and intense laser pulses // Applied Physics B., vol. 80, pp. 221 – 225, 2005.
4. F. Théberge et al. Efficient spectral-step expansion of a filamenting laser pulse // Optics Letters., vol. 38 (9), pp. 1576 – 1578, 2013.
5. Z. Shi et al. The dependence of external focusing geometries and polarization in generation of supercontinuum by femtosecond laser pulse in air // Optik., vol. 164, pp. 390 – 394, 2018.

АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ, ОПТИЧЕСКИХ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ГРАФЕНА

Р. Г. Зонов*, К. Г. Михеев, Д. Л. Булатов, И. А. Злобин, Г. М. Михеев

Удмуртский Федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской Академии наук
426068, Российская Федерация, Ижевск, ул. Т.Барамзиной, д. 34

*E-mail: ZNV@udman.ru

Электропроводящая графеноподобная пленочная структура, получаемая в результате лазерного пиролиза на поверхности углеродосодержащего диэлектрика, называется лазерно-индуцированным графеном (ЛИГ). В докладе приводятся результаты исследования оптических, электрических и фотовольтаических свойств пленочной структуры ЛИГ, синтезированной на поверхности полиимидной пленки в результате построчного сканирования пучка непрерывного CO_2 -лазера. Показано, такой режим синтеза ЛИГ приводит к формированию пленочной структуры, обладающей оптической и электрической анизотропией. Также установлено, что пленочная структура ЛИГ обладает свойством генерации фототока, обусловленного нелинейно-оптическим эффектом увлечения (ЭУ). Показано, что фототок ЭУ анизотропно зависит от пространственной ориентации ЛИГ.

В работе [1] впервые была продемонстрирована возможность получения 3D графена, названного лазерно-индуцированным графеном (ЛИГ), путем разложения полиимидной пленки (ПИ) с помощью маломощного углекислотного лазера. Такой ЛИГ имеет обширные перспективы применения (микросуперконденсаторы, различные сенсоры, электрокатализаторы, микрофлюидные системы, и т.д.) [2]. Между тем, ЛИГ может проявлять анизотропию свойств, влияющую на работу таких устройств. Целью данного доклада является обобщение результатов, полученных при исследовании пленочных структур ЛИГ и обсуждение причин возникновения их анизотропных свойств.

В наших экспериментах ЛИГ был получен на поверхности ПИ пленки толщиной 100 μm при построчном сканировании сфокусированного излучения непрерывного CO_2 лазера при плотности энергии F в пределах 30-150 Дж/см². Были исследованы электрическая проводимость ЛИГ и фотоэдс в продольном и поперечном направлении штрихов, образованных при синтезе ЛИГ, а так же рассеяние света на поверхности ЛИГ в плоскости перпендикулярной плоскости падения света.

Для определения электрической проводимости измерялось поверхностное сопротивление R_s синтезированных пленок четырехточечным методом (рис. 1 вставка) [3]. Установлено, что поверхностное сопротивление ЛИГ вдоль линий сканирования $R_{s,\parallel}$ ниже сопротивления измеряемого поперек линий сканирования $R_{s,\perp}$ лазерного пучка при его синтезе (рис.1), т.е. пленочная структура ЛИГ обладает анизотропией поверхностного сопротивления. Величина анизотропии растёт с увеличением плотности энергии при синтезе ЛИГ.

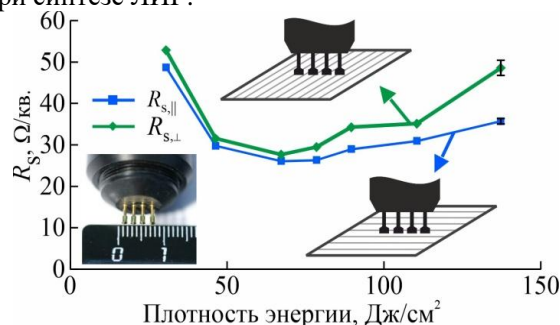


Рис. 1. Зависимости поверхностного сопротивления $R_{s,\parallel}$ и $R_{s,\perp}$ пленки ЛИГ, измеренные четырехточечным методом параллельно и перпендикулярно линиям сканирования луча лазера соответственно, от F .

В пленочной структуре ЛИГ возможна генерация наносекундных импульсов фототока, возникающих под действием наносекундных лазерных импульсов в широком диапазоне длин волн [4]. Нами показано, что фототок в пленочной структуре ЛИГ существенно зависит от ориентации измерительных электродов относительно строк

сканирования лазерного пучка при ее синтезе (рис. 2). При этом зависимости фототока от угла падения лазерного излучения на пленку ЛИГ хорошо аппроксимируются функцией вида $\sin 2\alpha$, характерной для эффекта увлечения, относящегося к нелинейно-оптическим явлениям второго порядка.

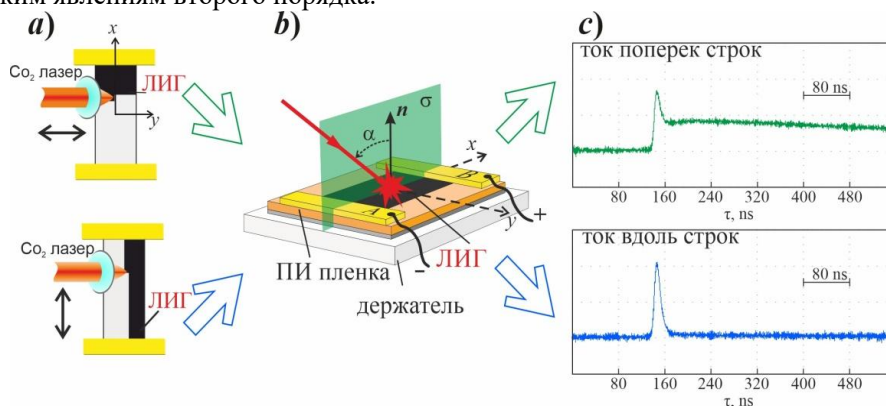


Рис. 2. Схема нанесения «строк» ЛИГ параллельно электродам – верхняя вставка (а), перпендикулярно – нижняя вставка (а); схема эксперимента для исследования генерации фототока в пленках ЛИГ при их облучении YAG:Na^{3+} -лазером (b); формы импульсов фототока, полученного на плёнках ЛИГ «строки» которых нанесены параллельно электродам –верху, перпендикулярно электродам – внизу (с).

Синтез ЛИГ методом построчного сканирования непрерывного лазера приводит к формированию пленочной структуры, обладающей анизотропией рассеяния света на ее поверхности [5].

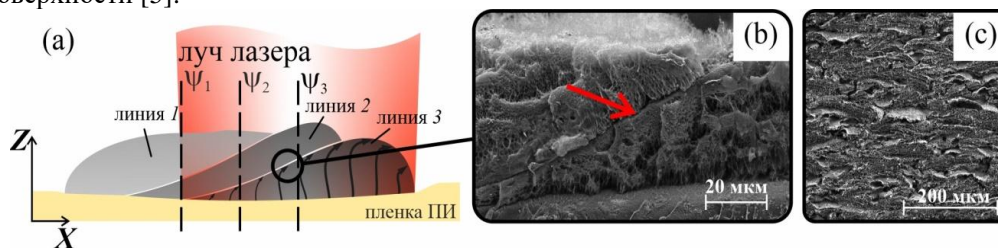


Рис. 3. Схема процесса формирования ЛИГ (а); изображение поперечного сечения ЛИГ, перпендикулярного линиям сканирования лазерного пучка при синтезе (b); изображение поверхности ЛИГ (с).

Появление анизотропных свойств связано со спецификой формирования ЛИГ при построчном пиролизе ПИ с помощью непрерывного пучка лазера. Модель этого процесса показана на рис. 2а. В результате на поверхности и в объеме ЛИГ формируется неоднородная структура (рис.2b, 2с), ответственная за анизотропию свойств ЛИГ.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации (1021032422167-7-1.3.2) и при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-72-00071, проект 22-72-00017).

Список литературы

1. J. Lin, Z. Peng, et.al. Laser-induced porous graphene films from commercial polymers // Nat. Commun. **5**, p.p. 5714 (1-8), 2014.
2. S.G. Jo, R. Ramkumar, and J.W. Lee Recent Advances in Laser-Induced Graphene-Based Materials for Energy Storage and Conversion // ChemSusChem. **17**, e202301146 (1-16), 2024.
3. К.Г. Михеев, Р.Г. Зонов, Н.В. Чучкалов, Г.М. Михеев Электросопротивление лазерно-индуцированного графена, синтезированного непрерывным CO_2 -лазером // Физика твердого тела, том 66 (2), 2024.
4. K. G. Mikheev, R. G. Zonov, et. al. Laser-Induced Graphene on a Polyimide Film: Observation of the Photon Drag Effect // Tech. Phys. Lett., vol. 46(5), pp. 458–461, 2020.
5. Mikheev K.G., Zonov R.G., Mogileva T.N., et al. Optical anisotropy of laser-induced graphene films // Opt. Laser Technol, vol. 141, p. 107143, 2021.

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ РАЗРЯДА В ЛАЗЕРНЫХ ТРУБКАХ ПЛАВНО ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ ДИАМЕТРА В СЛУЧАЕ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ

В. А. Кожевников^{1*}, А. П. Аммосов¹

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

*E-mail: moraval@mail.ru

Получена система уравнений, связывающая внешние параметры положительного столба разряда в лазерных трубках (плавно изменяющийся радиус разрядного канала $R(z)$, давление газа, разрядный ток I_p) с его основными внутренними характеристиками (электронной температурой, концентрацией заряженных частиц, напряженностью продольного электрического поля E_z) для случая двухкомпонентной смеси.

В работе [1] были получена система дифференциальных уравнений, связывающая внешние параметры положительного столба (ПС) разряда постоянного тока в лазерной трубке при типичных для активных сред газоразрядных лазеров разрядных условиях с его основными внутренними характеристиками для случая плавно меняющегося радиуса разрядного канала R (как функции продольной координаты z). Эта система была сведена к системе трансцендентных уравнений. В работе [2] эта система была численно решена для некоторых зависимостей $R(z)$, а в работе [3] решение этой системы было использовано для расчета выходной мощности He-Ne лазера с некруговым поперечным сечением активного элемента. В данной работе мы усложнили нашу модель, рассмотрев двухкомпонентную смесь.

Постановка задачи – рассматривается слабо ионизированная квазинейтральная плазма ПС с атомами и ионами двух сортов (концентрации атомов n_{a1} и n_{a2} , ионов n_{i1} и n_{i2} , концентрация электронов $n_e = n_{i1} + n_{i2}$), распределение частиц по скоростям – максвелловское, температуры частиц соотносятся так: $T_e \gg T_{i1,2}$, $T_{i1,2} \approx T_{a1,2}$; концентрации заряженных частиц являются функцией радиальной r и продольной z координат, а концентрация нейтральных частиц в первом приближении однородна; коэффициенты подвижности ионов $b_{i1,2}$ много меньше коэффициента подвижности электронов b_e ; величина разрядного тока I_p определяется дрейфом заряженных частиц в поле E_z . Основной механизм рождения заряженных частиц – прямая ионизация электронным ударом из основного состояния атомов (с частотами ионизации ν_{i1a}^i и ν_{i2a}^i); основной механизм гибели заряженных частиц – их диффузионный уход на стенки разрядной трубки. Вся энергия поступает в ПС от электронов, ускоренных в продольном электрическом поле E_z .

Исходя из этой модели, из кинетического уравнения Больцмана и уравнений моментов, а также уравнения баланса энергии, методом, аналогичным методу из [1], была получена следующая система уравнений для переменных $n_{i1}(r, z)$, $n_{i2}(r, z)$, $\nu_{i1a}^i(z)$, $\nu_{i2a}^i(z)$, $E_z(z)$, $T_e(z)$:

$$n_{i1}\nu_{i1a}^i + n_{i2}\nu_{i2a}^i = -\nabla(b_e n_e E) - \nabla \left[D_e \left(\nabla n_e + \frac{\nabla T_e}{T_e} n_e \right) \right] \quad (1)$$

$$n_{i1}\nu_{i1a}^i + n_{i2}\nu_{i2a}^i = \nabla(b_{i1}n_{i1}E) - \nabla(D_{i1}\nabla n_{i1}) + \nabla(b_{i2}n_{i2}E) - \nabla(D_{i2}\nabla n_{i2}) \quad (2)$$

$$\nu_{i1a}^i = C_{i1}n_{a1}[\varepsilon_{i1} + 2kT_e(z)] \times \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \times \exp\left(\frac{-\varepsilon_{i1}}{kT_e(z)}\right) \quad (3)$$

$$\nu_{i2a}^i = C_{i2}n_{a2}[\varepsilon_{i2} + 2kT_e(z)] \times \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \times \exp\left(\frac{-\varepsilon_{i2}}{kT_e(z)}\right) \quad (4)$$

$$I_p = 2\pi e b_e E_z(z) \int_0^{R_z} n_e(r, z) r dr \quad (5)$$

$$I_p E_z = P_v + P_w \quad (6)$$

где

$$P_v = \frac{3}{2} \pi R^2(z) \bar{n}_e(z) k T_e(z) \left[\chi_{ea1} v_{ea1} \frac{n_{a1}}{n_{a1} + n_{a2}} + \chi_{ea2} v_{ea2} \frac{n_{a2}}{n_{a1} + n_{a2}} \right]$$

$$P_w = 2\pi R(z) j_{i_w} \cdot \left(U_{i1} \frac{n_{a1}}{n_{a1} + n_{a2}} + U_{i2} \frac{n_{a2}}{n_{a1} + n_{a2}} + \frac{k T_e(z)}{e} \left(2 + \ln \sqrt{\frac{m_{i1}}{m_e}} + \ln \sqrt{\frac{m_{i2}}{m_e}} \right) + U_w \right)$$

Здесь $D_{i1,2}$, D_e - коэффициенты диффузии ионов и электронов, $\varepsilon_{i1,2}$ - энергии ионизации, $\chi_{ea1,2}$ - коэффициенты передачи энергии в упругих электрон-атомных столкновениях, j_{i_w} - ток ионов на стенку трубки, $C_{i1,2}$ - константы при аппроксимации линейной зависимостью зависимости сечений прямой ионизации от энергии электронов, $U_{i1,2}$ - потенциал ионизации атома, U_w - пристеночный скачок потенциала.

Система уравнений (1)-(6) для шести неизвестных решает поставленную задачу. Методы преобразования аналогичной системы в [1] к системе трансцендентных уравнений здесь не работают, поэтому пока полученная система решается численно. Решение этой системы позволит более точно находить энергетические параметры лазеров с двухкомпонентной средой и сложным сечением активного элемента.

Список литературы

1. A.E. Fotiadi, V.A. Kozhevnikov, V.E. Privalov. Positive column of a direct current discharge in laser tubes of variable diameter // St. Petersburg Polytechnical State University Journal. Physics and Mathematics, vol. 12 No.4, pp. 93–103, 2019.
2. V.A. Kozhevnikov, V.E. Privalov, V.G. Shemanin. Radiation Power of He–Ne Laser with Different Geometry of the Tube Cross Section // Springer Proceedings in Physics, vol. 255, Proceedings of the YETI 2020, pp. 343-350, 2021.
3. V.A. Kozhevnikov, V.E. Privalov, A.E. Fotiadi, V.G. Shemanin. Effect of the He-Ne laser population inversion dependence on its transverse dimensions on the radiation power // Proceedings of the 2021 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech), pp. 176-178, 2021.

ПЬЕЗОРЕЗОНАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ ЛИТИЙ-НАТРИЕВОГО МОЛИБДАТА

Д.Ю. Демушкин^{1*}, Д.А. Денисов¹, И.В. Грищенко², Н.А. Хохлов³, А.В. Коняшкин²,
О.А. Рябушкин²

¹Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)

141701, Российская Федерация, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

*E-mail: demushkin.diu@phystech.edu

²ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

141190, Российская Федерация, Московская область, г. Фрязино, пр. Введенского, 1

³Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева

125047, Российская Федерация, г. Москва, Миусская пл., 9

В работе представлены результаты измерения коэффициента оптического поглощения лазерного излучения на длине волны 1064 нм в нелинейно-оптическом кристалле литий-натриевого молибдата.

Литий-натриевый молибдат $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ (LNM) является одним из новых кристаллов, перспективных для задач нелинейной оптики. Данный материал впервые был синтезирован в 2012 г., и к настоящему моменту известны многие его свойства [1, 2]. В настоящей работе мы представляем результаты измерений коэффициентов оптического поглощения кристаллов LNM на длине волны лазерного излучения 1064 нм. Коэффициент оптического поглощения способен характеризовать качество материала при его эксплуатации.

Измерения проводились методом пьезорезонансной лазерной калориметрии (ПРЛК). Все н-о кристаллы проявляют пьезоэлектрические свойства. Было показано, что в случае однородного разогрева кристалла сдвиг частот пьезоэлектрических резонансов в первом приближении линейно зависят от температуры [3]. При разогреве образца лазерным излучением изменение его температуры можно определить напрямую по величине сдвига резонансной частоты. Коэффициент оптического поглощения определяется на основе сопоставления экспериментально измеренной кинетики лазерного разогрева с решением нестационарного уравнения теплопроводности [4].

Среднее значение измеренной методом ПРЛК величины коэффициента оптического поглощения составило $(1,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

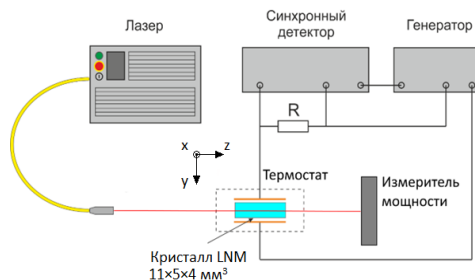


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Список литературы

1. Sukharev V.A. et al. Crystal growth and luminescent properties of $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ // Journal of Crystal Growth, vol. 519, pp. 35–40, 2019.
2. Grechin S. G. et al. $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$ (LNM) crystal for nonlinear optical frequency conversion // Optical Materials, vol. 135, p. 113226, 2023.
3. Grishchenko I.V. et al. Study of the Influence of Ionic Conductivity on Optical Absorption Coefficient of Lithium Triborate Crystals Exposed to High-Intensity Continuous Laser Radiation // Optics and Spectroscopy, vol. 128, pp. 1368-1373, 2020.
4. ISO 11551:2003 Test method for absorbance of optical laser components.

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В СЛОИСТОЙ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СИСТЕМЕ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

А. Р. Газизов^{1*},

¹Казанский (Приволжский) федеральный университет
420008, Российская Федерация, Казань, ул. Кремлевская, д. 18

*E-mail: asterlibra@mail.ru

В данной работе проведен анализ вынужденного стока и антистокса комбинационного рассеяния в тонкой пленке для двух случаев – наличия и отсутствия у нее пространственной дисперсии. Для этого было выполнено численное моделирование на основе метода конечных разностей во временной области (FDTD) с реализацией пространственной дисперсии по гидродинамической модели. Получены дисперсионные кривые слоистой структуры. Наличие пространственной дисперсии у пленки приводит к увеличению частоты нулевой проницаемости, и асимптотой дисперсионной кривой высокочастотной поверхностной моды становится прямая с положительным наклоном. Возникает пространственный синхронизм поверхностных волн, и вынужденное комбинационное рассеяние оказывается больше в случае наличия у пленки пространственной дисперсии.

В настоящее время одной из проблем нанофотоники является управление взаимодействием света с индивидуальными нанобъектами и его различными модами возбуждения. В частности, свет может быть использован не только в качестве средства для передачи информации в субволновых структурах или в качестве спектроскопического зонда наноразмерных объектов, но и для поддержания определенной локальной температуры, например, с использованием явлений фотоиндуцированного нагрева и лазерного охлаждения твердого тела [1]. Управление локальной температурой особенно важно для избирательного контроля над квантовым состоянием объекта. С помощью оптомеханического взаимодействия поля с объектом можно осуществить оптическое охлаждение, величина которого зависит от параметра связи [2, 3].

Возникающие оптические силы ведут к когерентной перекачке энергии из механических колебаний в оптическое поле (вынужденное антистоксово рассеяние света, ВАРС). С другой стороны, процессы поглощения света и спонтанного стока рассеяния способствуют перекачке энергии из оптического поля в колебание, что негативно сказывается на эффективности охлаждения. Задача оптомеханического взаимодействия света с распространяющимися фононами твердого тела имеет большое значение также в связи с развитием бриллюэновской интегрированной фотоники и компактных акустооптических устройств [4].

Для увеличения эффективности вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света нами предлагается использовать слоистые наноструктуры из тонких металлических пленок с пространственной дисперсией и диэлектрических слоев. Моделирование пространственной дисперсии слоистых наноструктур, состоящих из тонких металлических пленок важно также в контексте дизайна различных метаматериалов [5].

Пространственная дисперсия у металлической пленки возникает из-за давления газа свободных электронов. Соответствующее слагаемое (градиент концентрации электронов) хорошо известно из уравнений гидродинамики в линеаризованном виде. Наличие пространственной дисперсии в материале приводит к появлению дополнительных пространственных производных в волновом уравнении.

Так как в имеющихся пакетах для моделирования FDTD нет возможности учета пространственной дисперсии материала, мы реализовали эту опцию в коде самостоятельно. На (рис. 1) показано изменение дисперсионных кривых в случае наличия у среды данного свойства. Видно, что частота нулевой проницаемости (англ. $\epsilon_{\text{near-zero}}$, ENZ) увеличивается при наличии у материала пространственной дисперсии. Более того, величина смещения зависит от толщины пленки. Чем меньше толщина, тем больше смещение. Другой особенностью является изменение наклона дисперсионной кривой, соответствующей высокочастотной поверхностной моде Феррела-Берремана.

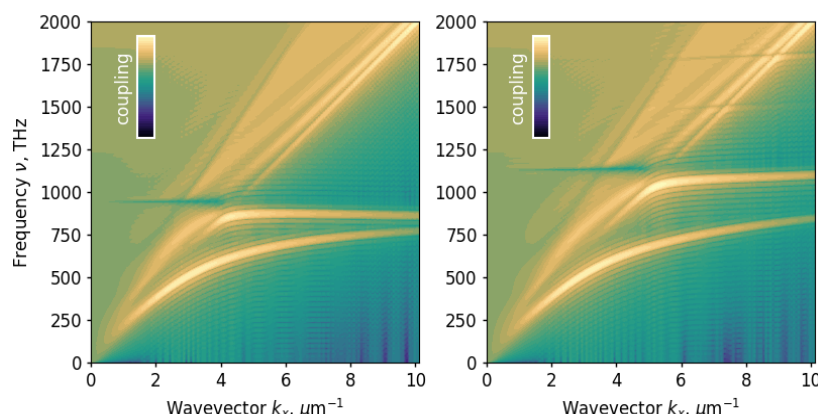


Рис. 1. Дисперсионные кривые тонкой металлической пленки толщиной 20 нм в случаях отсутствия (слева) и наличия (справа) пространственной дисперсии. Параметры материала: $\omega_p = 13.8 \cdot 10^{16}$ рад/с,

$$\varepsilon_\infty = 5.4, \tau = 40 \text{ фс}, \nu_F = 3 \text{ а.е.}$$

Было проведено моделирование ВАРС в металлическом слое из материала с пространственной дисперсией. Геометрия задачи была такой же, как и в предыдущих расчетах — плоский металлический слой между стеклом и воздухом. Толщина слоя варьировалась. Источником падающего монохроматического излучения в двумерной ТМ-задаче был линейный магнитный диполь, ориентированный перпендикулярно слою, и момент которого направлен перпендикулярно плоскости симуляции. Кроме падающего излучения, в объеме металлического слоя имела место искусственная накачка фононного колебания, играющая роль взаимодействия с термостатом, т. к. фононное колебание затухает без этой накачки. В ходе моделирования анализируется амплитуда получившегося колебания.

В результате удалось установить, что если стоксово излучение совпадает с частотой ENZ, то амплитуда колебания фонона становится на порядки выше, чем в случае попадания антистоксовой частоты на ENZ. Однако оба варианта имеют большую амплитуду фонона чем в случае отсутствия комбинационного рассеяния. При этом наличие пространственной дисперсии позволяет значительно снизить амплитуду фонона по сравнению со случаем ее отсутствия. Возможным механизмом этого эффекта является взаимодействие стоксовой и антистоксовой волн, описанное выше и приводящее к ингибированию ВКР. Пространственная дисперсия при таком объяснении приводит к пространственному синхронизму всех трех волн. С другой, стороны при падающем излучении ниже частоты ENZ, интенсивность антистоксова излучения всегда больше частоты стоксова излучения, что позволяет говорить о возможности реализации ВАРС, усиленном в материале с пространственной дисперсией.

Исследование поддержано РФФ №21-72-00052.

Список литературы

1. J. Zhang, Q. Zhang, X. Wang, et al. Resolved-sideband Raman cooling of an optical phonon in semiconductor materials // *Nat. Photon.*, vol 10, pp. 600–606, 2016.
2. M. Aspelmeyer, T.J. Kippenberg, F. Marquardt. Cavity optomechanics // *Rev. Mod. Phys.*, vol. 86, pp. 1391–1452, 2014.
3. A.R. Gazizov, M.Kh. Salakhov, S.S. Kharintsev. Optomechanical heating and cooling via tip-enhanced Raman scattering in epsilon-near-zero medium // *JETP Lett.*, vol. 119 (7), pp. 668-673, 2023.
4. B.J. Eggleton, C.G. Poulton, P.T. Rakich, et al. Brillouin integrated photonics // *Nat. Photon.*, vol. 13, pp. 664–677, 2019.
5. L. Sun, Z. Li, T.S. Luk, et al. Nonlocal effective medium analysis in symmetric metal-dielectric multilayer metamaterials // *Phys. Rev. B*, vol. 91, art.no. 195147, 2015.

УСИЛЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И АПКОНВЕРСИОННАЯ ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В БЕССВИНЦОВЫХ ПЕРОВСКИТНЫХ МИКРО- И НАНОРЕЗОНАТОРАХ

Д. Хмелевская^{1*}, С. П. Ильин¹, G. M. Maragkakis², S. Psilodimitrakopoulos², L. Mouchliadis², E. Stratakis², Л. Е. Зеленков^{1,3}, С. В. Макаров^{1,3}

¹Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А

²Institute of Electronic Structure and Laser, Foundation for Research and Technology—Hellas, Heraklion, 71110 Crete, Greece

³Qingdao Innovation and Development Center, Harbin Engineering University, Qingdao 266000, Shandong, China

*E-mail: dariya.hmelevskaya@metalab.ifmo.ru

Бессвинцовые галогенидные перовскиты — новый класс экологически чистых нелинейно-оптических материалов, которые уже демонстрируют высокий потенциал для генерации второй гармоники. В данной работе мы оптимизировали протокол синтеза для создания монокристаллических нано- и микрочастиц CsGeI₃, поддерживающих оптические Ми-резонансы. Полученные структуры эффективно преобразуют инфракрасный свет в видимый как с помощью лазерной генерации, так и посредством генерации второй гармоники.

Актуальным материалом нелинейной нанофотоники выступают свинцово-галогенидные перовскиты, позволяющие реализовать компактные и недорогие наноразмерные преобразователи инфракрасного (ИК) излучения, а также апконверсионные лазеры с ИК-накачкой [1]. Однако токсичность катиона свинца в составе поднимает проблему поиска новых нелинейных материалов. В этом направлении перспективны германийсодержащие перовскиты, поддерживающие как генерацию второй гармоники (ГВГ), так и многофотонную фотолуминесценцию (ФЛ) [2].

В данной работе мы демонстрируем усиленную ГВГ и апконверсионную лазерную генерацию в микро- и наночастицах состава CsGeI₃. Для получения монокристаллических частиц CsGeI₃ с сильным нелинейно-оптическим откликом использовался оптимизированный протокол синтеза методом осаждения из раствора исходных реагентов. Синтезированные структуры поддерживают выраженные резонансы Ми в ИК области спектра и демонстрируют ГВГ и апконверсионную ФЛ при различных длинах волн накачки. Так, при резонансном возбуждении одиночной 480-нм наночастицы, взаимодействие падающего света с магнитным дипольным резонансом приводит к пятикратному усилению ГВГ, что также согласуется с результатами численных расчетов. В случае частиц немного большего размера взаимодействие нелинейно возбуждаемой ФЛ с оптическими модами более высокого порядка способствует апконверсионной лазерной генерации. Апконверсионная лазерная генерация в субмикронной частице CsGeI₃ получена в широком диапазоне длин волн возбуждения (1200-1520 нм) и сопровождается спектрально перестраиваемой ГВГ. Разработанные подходы простого и недорогого изготовления оптически резонансных частиц CsGeI₃ открывают путь к созданию новых, эффективных, многофункциональных и экологически чистых перовскитных апконверкторов, актуальных для приложений нелинейной нанофотоники

Работа выполнена при поддержке программы «Приоритет 2030».

Список литературы

1. I. Koryakina, et al. Droplet Microfluidic Synthesis of Halide Perovskites Affords Upconversion Lasing in Mie-Resonant Cuboids// ACS Applied Nano Materials, 6(6), pp. 4370-4378, 2023.

2. C.C. Stoumpos, et al. Hybrid germanium iodide perovskite semiconductors: active lone pairs, structural distortions, direct and indirect energy gaps, and strong nonlinear optical properties// Journal of the American Chemical Society, 137(21), pp. 6804-6819, 2025.

РАБОТА ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ В РЕЖИМЕ ОДИНОЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Н. В. Карасев^{1*}, В. О. Троицкий¹, М. В. Тригуб¹

¹Институт Оптики Атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, д. 1

*E-mail: nvk@iao.ru

В данной работе впервые представлены результаты возбуждения лазера на парах меди (ЛПМ) в режиме одиночных импульсов с предварительной подготовкой активной среды. В ходе эксперимента использовались два источника питания: один для эмиссии активного вещества, другой – для накачки. Показано, что при увеличении времени задержки между импульсами диссоциации и накачки наблюдается рост длительности импульса излучения.

Несмотря на широкое практическое применение лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов [1], вопросы фундаментального характера, такие как достижение максимальной мощности и длительности импульса, исследование кинетики плазмы, а также механизмов ассоциации активного вещества так же представляют интерес и требует реализации нетипичных режимов возбуждения.

Типичным режимом работы для лазера на парах меди является импульсно-периодический режим частотой десятки кГц. Нетипичными режимами считается использование периодически повторяющихся цугов (цуговой режим) [2], а также одиночных импульсов, частота которых намного ниже, чем в типичном импульсно-периодическом и составляет десятки-сотни герц [3]. Кроме того, с точки зрения оперативного управления излучением перспективно использование нескольких источников питания [4]

В данной работе реализуется режим одиночных импульсов, но с предварительной подготовкой активной среды. Подобный режим работы изначально был реализован для лазера на парах бромида меди (CuBr-лазер) [5;6]. Было показано, что, изменяя время задержки между импульсами источников питания, возможно управлять параметрами излучения, в частности, длительностью импульса. Для масштабирования результатов необходимо провести схожие эксперименты для ЛПМ. Преимущество последнего по сравнению с CuBr-лазером заключается в отсутствии механизма ассоциации активного вещества. Следовательно, возможно получить излучение на больших временах задержки.

Для проведения экспериментов была разработана следующая конфигурация источников питания (рис. 1). Имеется два источника питания, выполненных по схеме импульсного заряда рабочей емкости распределенных по выполняемым задачам: первый (PS1) работает в цуговом режиме и служит для эмиссии активного вещества. Второй (PS2) выступает источником накачки. В качестве активного элемента использовалась газоразрядная трубка (ГРТ) типа «Кулон».

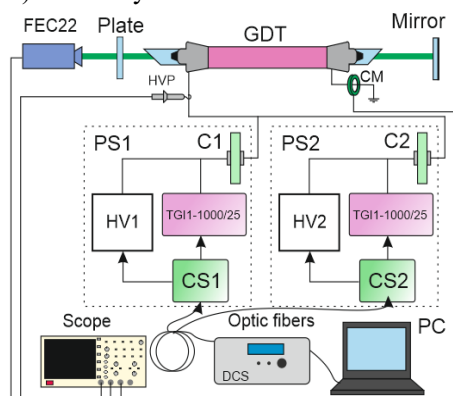


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Логика работы источников питания можно описать следующим образом: источник PS1 формирует цуг импульсов. Регулирование числа импульсов в цуге позволяет изменять концентрацию активного вещества. В данной работе были выбраны значения в 100 и 200 импульсов. После прохождения цуга происходит накачка активного вещества импульсом источника PS2. Длительность импульса излучения можно изменять за счет изменения времени задержки между цугом и импульсом накачки. Изменение времени задержки производилось до тех пор, пока не прекратится выходное излучение. В ходе эксперимента регистрировались параметры разряда (ток, напряжение) и импульс излучения. Результатом эксперимента стало получение зависимости длительности импульса от времени задержки (рис. 2).

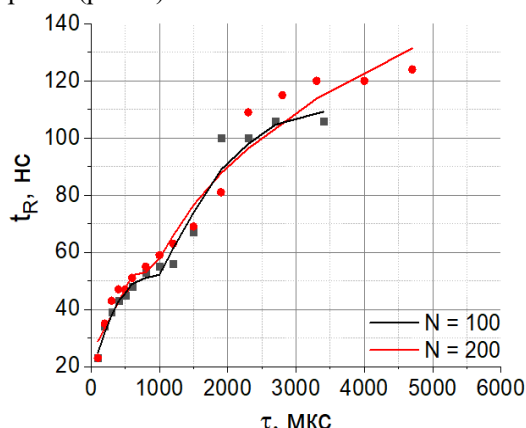


Рис. 2. Зависимость длительности импульса излучения от времени задержки

Из рисунка видно, что, удалось достичь импульса длительностью в 120 нс при изначальной длительности в 25 нс (рис. 2). Стоит отметить, что, поскольку ГРТ саморазогревающая, т.е. поддержание температуры активного вещества происходит за счет энергии разряда, рост времени задержки приводит к резкому снижению концентрации активного вещества. Поэтому для поддержания постоянства энергии, вкладываемой в эмиссию активного вещества, было решено скомпенсировать рост времени задержки пропорциональным увеличением числа импульсов в цуге.

Проведенный эксперимент подтверждает возможность регулирования длительности импульса излучения ЛПМ путем изменения времени задержки, что согласуется с результатами, полученными в работах [5;6]. Кроме того, впервые для ЛПМ получено излучение на больших временах задержки.

Список литературы

1. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов. – 2010. 275 с.
2. Гордон Е.Б., Егоров В.Г., Павленко В.С. Возбуждение лазеров на парах металлов цугами импульсов // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, – № 2. – с. 452–454.
3. Губарев Ф.А., Федоров В.Ф., Федоров К.В., Евтушенко Г.С. Режим одиночных импульсов генерации CuBr-лазера // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25, – № 12. – с. 1107–1111.
4. Юдин Н.А. Импульсно-периодические лазеры на парах химических элементов с управляемыми параметрами генерации: Пат. RU2237955 С2. – 2004.
5. Тригуб М.В., Троицкий В.О., Димаки В.А., Карасев Н.В. Увеличение длительности импульса генерации CuBr-лазера при работе в цуговом режиме // Оптика атмосферы и океана. – 2021. – Т. 34, – № 3. – с. 218–222.
6. Trigub M.V., Troitskii V.O., Karasev N.V. Atypical excitation mode of CuBr+Ne and CuBr+Ne+HBr active media Opt. Quant. Electron. 55, 873 (2023).

АНАЛИЗ КАЧЕСТВА ФОРМИРОВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ СВЕТА В ФОРМЕ ЗАМКНУТОЙ КРИВОЙ

Д. И. Кашапова^{1,2*}, Д. В. Прокопова¹, С. П. Котова^{1,2}

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

²Самарский филиал ФИАН
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-Садовая, д. 221

*E-mail: dianazavrrr@mail.ru

В работе выполнен анализ распределения интенсивности спиральных пучков света в форме замкнутого контура, сформированных голографическим методом, в зависимости от параметра квантования, который меняется от 5 до 100. Проведена качественная и количественная оценка экспериментально полученных распределений интенсивности исследуемых пучков.

В современной оптике и фотонике структурированные световые поля имеют большую актуальность [1]. В частности, большой интерес вызывают вихревые световые поля, к которым относятся спиральные пучки света (СПС). СПС – это класс параксиальных пучков, сохраняющих структуру распределения интенсивности с точностью до масштаба и вращения при распространении и фокусировке [2]. Такие пучки используются в системах оптического пинцета, в наноскопии, для передачи информации, нанесения микроструктуры, анализа контурных изображений и др. [3-5]. Для реализации СПС используют различные инструменты, имеющие свои особенности и ограничения. В настоящее время широкое распространение получили пространственные модуляторы света (ПМС), обладающие определенным пространственным и временным разрешением, глубиной и дискретизацией модуляции [6]. В работе использовался фазовый ПМС НолоеуеНео-1080Р (глубина модуляции 2π , размер пикселя 8 мкм, разрешение 1920x1080 пк). Количество разрешимых элементов ПМС определяет какой степени сложности спиральные пучки могут быть сформированы. С использованием Фурье-анализа определен максимальный диапазон пространственных частот формируемых полей.

СПС могут иметь распределение интенсивности различной формы (ансамбль пятен, область, кривая и т.д.). В данной работе рассматриваются спиральные пучки света в форме замкнутой кривой. Для таких пучков существует условие квантования:

$$S = \frac{1}{2} \pi \rho^2 N,$$

где S – площадь под кривой, ρ – гауссов параметр, N – параметр квантования – он определяет число нулей комплексной амплитуды внутри контура.

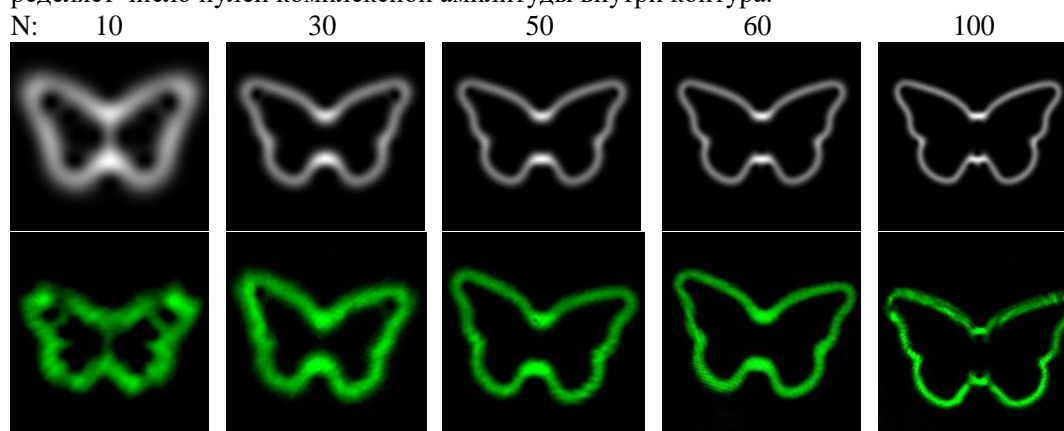


Рис. 1. Рассчитанные распределения интенсивности спирального пучка в форме бабочки при разных N - сверху, экспериментальные - снизу.

При обработке и анализе изображений всегда возникает вопрос об их качестве. Существуют два подхода к оценке качества изображений: количественная оценка с помощью использования математических методов (среднеквадратическая ошибка, мера структурного подобия), и качественная оценка на основе зрительного восприятия (зависит от различных внешних факторов) [7]. В данной работе взяты наиболее часто используемые сравнительные оценки качества двух изображений – это среднеквадратическое отклонение (MSD - от англ. Mean Square Deviation) и пиковое отношение сигнал-шум (EPSNR - от англ. Estimated Peak Signal-to-Noise Ratio), а также коэффициент структурного подобия (SSIM - от англ. structure similarity)[8].

Таблица 1

Результаты сравнения расчетного и экспериментально полученного распределений интенсивности спиральных пучков света в форме бабочки при разных параметрах квантования с помощью математических методов.

| N | 10 | 30 | 50 | 70 | 100 |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| MSD | 0,516 | 0,286 | 0,251 | 0,245 | 0,235 |
| EPSNR | 1,938 | 3,819 | 3,981 | 4,088 | 4,198 |
| SSIM | 0,02 | 0,145 | 0,165 | 0,233 | 0,334 |

В ходе работы была исследована структура распределения интенсивности спиральных пучков света в форме разных замкнутых контуров, сформированных голографическим методом в зависимости параметра квантования. Экспериментально показано, что с ростом параметра квантования (от 10 до 100) меняется структура распределения интенсивности спирального пучка, все более приближаясь к исходному контуру (рис. 1.). Численно были оценены такие параметры, как MSD, EPSNR, SSIM (табл. 1.). Среднеквадратическое отклонение (MSD) уменьшается с ростом N, пиковое отношение сигнал-шум (EPSNR) и коэффициент структурного подобия (SSIM) увеличиваются с ростом N. Такое изменение критериев также свидетельствует о том, что структура интенсивности спирального пучка все больше приближается к исходному контуру при увеличении параметра квантования N.

Список литературы

1. H. Rubinsztein-Dunlop, A. Forbes, M.V. Berry, et al. Roadmap on structured light // Journal of Optics., vol. 19 (1), art.no. 013001, 2016.
2. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. Современная оптика гауссовых пучков // Москва: ФизМатЛит, 184 с., 2010.
3. С. П. Котова, Н. Н. Лосевский, А. М. Майорова и др. Структурированные опто-термические ловушки // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 86 (12), с. 1685-1689, 2022.
4. N. Armon, E.Greenberg, E. Edri, et.al. Simultaneous laser-induced synthesis and micro-patterning of a metal organic framework // Chemical communications., vol. 55 (85), pp. 12773-12776, 2019.
5. В. Г. Волостников, С. А. Кишкин, С. П. Котова Анализ контурных изображений с помощью оптики спиральных пучков // Квантовая электроника, Т. 48 (3), с. 268-274, 2018.
6. E. Y. Zlokazov Methods and algorithms for computer synthesis of holographic elements to obtain a complex impulse response of optical information processing systems based on modern spatial light modulators // Quantum Electronics, vol. 50 (7), pp. 643–652, 2020.
7. Ю.И. Мониц, В.В. Старовойтов Оценки качества для анализа цифровых изображений // «Искусственный интеллект», № 4, с. 378-385, 2008.
8. Z. Wang, A.C. Bovik, H.R. Sheikh, et.al. Image quality assessment: from error visibility to structural similarity //IEEE transactions on image processing, vol. 13 (4), pp. 600-612, 2004.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ РЕЖИМЫ ЛОКАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ОКИСЛЕНИЯ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ.

Л.Г. Кузнецов*, Н.И. Пышков, С.Е. Свяховский

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

*E-mail: levandovsky97@mail.ru

Исследован процесс окисления фотонных кристаллов на основе пористого кремния при помощи воздействия импульсного лазерного излучения. Получена экспериментальная зависимость сдвига фотонной запрещённой зоны от мощности лазерного излучения. Рассчитана математическая модель распределения температуры в материале в процессе лазерного облучения.

Фотонные кристаллы (ФК) на основе пористого кремния представляют собой структуры, имеющие большие перспективы применения в фотонике. Их применение ограничивается сильным поглощением кремния в оптическом диапазоне. Уменьшения оптических потерь можно добиться термическим окислением пористого кремния до оксида кремния.[1] Локальное лазерное окисление пористого кремния может позволить получать структуры с заданной геометрией для применения в фотонике, такие как волноводы. [2]

В этой работе мы исследовали зависимость окисления фотонных кристаллов на основе пористого кремния от мощности импульсного лазерного излучения, в ходе чего наблюдался сдвиг фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ) ФК (рис. 1), что говорит об изменении показателей преломления слоёв в результате окисления. С увеличением мощности ФЗЗ сдвигается в коротковолновую область вплоть до значения, соответствующего полному окислению в печи. Воздействие производилось инфракрасным лазерным излучением длительностью импульсов 120 нс. Для этого использовался импульсно-волоконный лазер Raucus P20QB. Радиус пучка составлял 300 мкм, частота следования импульсов 80 кГц, скорость сканирования луча 1000 мм/с. Облучение происходило путём перемещения точки фокусировки луча по круговой траектории диаметром 1.5 мм в течение 50000 проходов. Мощность излучения варьировалась в диапазоне 4 - 12 Вт. Пористость слоёв изготовленных ФК составляла $p_1 = 0.66$, $p_2 = 0.74$.

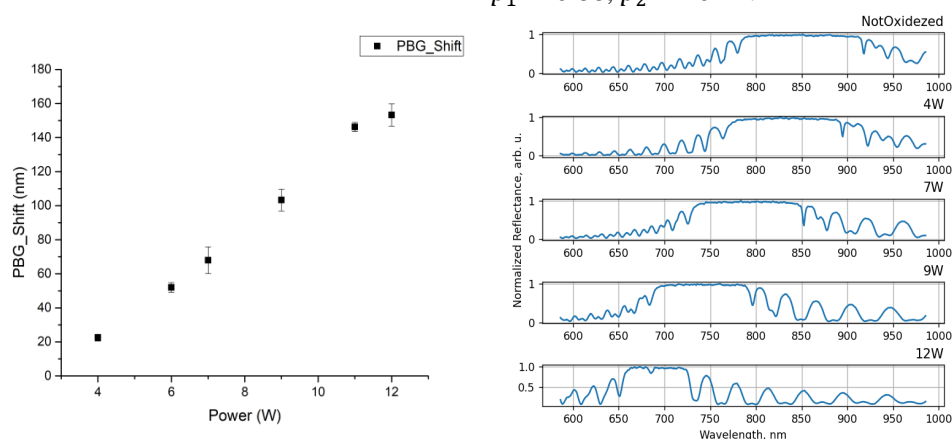


Рис. 1. (а) – сдвиг ФЗЗ фотонного кристалла в зависимости от мощности лазерного излучения, воздействию которого он подвергся. (б) – спектры отражения фотонных кристаллов для различных значений мощности лазерного излучения

Численное моделирование распределения температуры опиралось на модель локального лазерного нагрева, основанную на уравнении теплопроводности с соответствующими эксперименту параметрами. Исследование поддержано Российским Научным фондом, грант 24-72-10081.

Список литературы

1. S.E. Svyakhovskiy, A.I. Maydykovsky, T.V. Murzina, J. Appl. Phys., 112 (1), 013106 (2012). DOI: 10.1063/1.4732087
2. C. Jamois, R.B. Wehrspohn, L.C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, U. Gösele, Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications, Volume 1, Issue 1, 2003, Pages 1-13, ISSN 1569-4410. DOI: 10.1016/j.photonics.2003.10.001

ДЕГРАДАЦИЯ КОНТРАСТА ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ ОДНОПИКСЕЛЬНОЙ И КЛАССИЧЕСКОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ЧЕРЕЗ РАССЕИВАЮЩУЮ СРЕДУ

Е. Н. Опарин*, А. К. Лаппо-Данилевская, А. В. Черных, А. Н. Цыпкин¹

Университет ИТМО

197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А

**E-mail: en_oparin@itmo.ru*

Оптическая визуализация в условиях с затрудненной видимостью является важным способом получения информации как при дистанционном зондировании, так и в медицинских исследованиях. В работе рассмотрено влияние рассеяния на контраст изображений, полученных при однопиксельной и классической многопиксельной визуализации через рассеивающую среду. Продемонстрировано, что при отсутствующем или малом рассеянии классический метод визуализации превосходит однопиксельный. Однако с ростом вклада рассеяния контраст изображения с многопиксельной камеры резко снижается, чего удастся избежать при использовании однопиксельной визуализации.

Однопиксельная визуализация (ОВ) – это основывающаяся на корреляционных измерениях методика получения изображений, позволяющая использовать для этого детекторы без пространственного разрешения [1]. Подсветка объекта наблюдения (ОН) осуществляется набором структурированных оптических полей. Качество восстанавливаемого изображения растёт по мере увеличения количества задействованных распределений [2]. Такие оптические поля формируют путем модуляции лазерного излучения либо специальными диффузорами [3], либо управляемыми пространственными модуляторами света (SLM) [4].

Основным препятствием к визуализации объектов наблюдения через рассеивающие среды является разрушение паттернов освещения, достоверная информация о которых необходима в ходе восстановления фантомных изображений. Для решения этой проблемы рассматриваются возможности применения методов цифровой фильтрации сигналов и алгоритмов восстановления фазы их пространственных гармоник [5]. Работоспособность перечисленных подходов продемонстрирована, однако не выявлены границы их применимости.

В данной работе рассматривается процесс снижения качества изображений, получаемых при однопиксельной и классической визуализации через рассеивающую среду. Кроме того, проведено сравнение зависимости контраста изображений, полученных с помощью ОВ и CCD камерой.

Для восстановления однопиксельного изображения объект наблюдения может освещаться различными наборами паттернов. Наиболее широко распространенным является набором паттернов Адамара, получаемый из одноименной матрицы. Поскольку ее элементы принимают значения -1 и 1 , а пространственный модулятор света способен отобразить значения в диапазоне $(0,1)$, то для получения изображения используют разностный метод, описанный в работе [6]. Следствием этого является удвоение числа паттернов, необходимых для полного восстановления однопиксельного изображения. Для изображения с разрешением 64×64 пикселя оно составляет $4096 \cdot 2 = 8192$.

Для экспериментального восстановления однопиксельных изображений была сконструирована установка, включающая непрерывный лазер с длиной волны 532 нм, микрозеркальный пространственный модулятор света (DMD) и однопиксельный фотодиодный детектор, установленный после собирающей линзы. Между DMD и детектором в оптический была установлена кювета с раствором молока в воде, а после нее – объект наблюдения. Вклад рассеяния на процесс визуализации контролировалось путем изменения концентрации молока в растворе. Для сравнения с классическими методами визуализации собирающая линза и детектор заменялись CCD камерой.

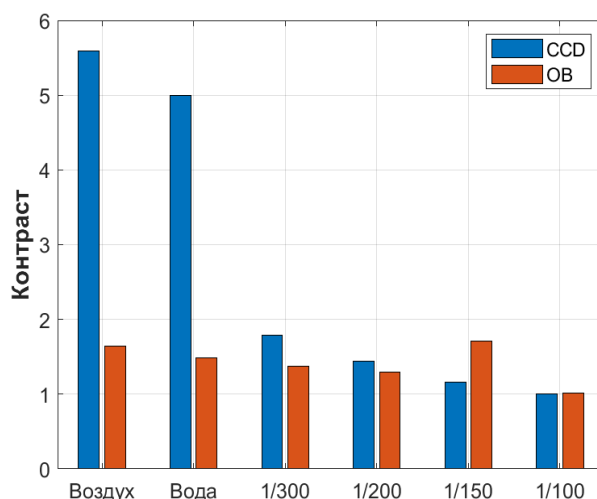


Рис. 1. Контраст изображений, полученных при классической (синие столбцы) и однопиксельной (красные столбцы) визуализации через раствор молока в воде. Концентрация молока записана в формате $V(\text{молока})/V(\text{воды})$

В ходе работы экспериментально было получено два набора изображений при различных условиях рассеяния. Один набор включал однопиксельным изображения, другой – классические. Рассчитанные для них значения контраста приведены на рисунке 1, где CCD камере соответствуют синие столбцы, а OB – красные. Данные результаты следует разделить на два диапазона. В первом, при визуализации через воздух или чистую воду, вклад рассеяния отсутствует или мал. Здесь контраст изображения с CCD камеры превышает таковой для OB. Однако во втором диапазоне, где из-за добавления молока возникает существенный вклад рассеяния, наблюдается резкий спад контраста классических изображений при сохранении данного параметра для однопиксельных.

Таким образом, экспериментально продемонстрировано влияние рассеяния на контраст изображений, полученных при однопиксельной и классической визуализации через рассеивающую среду.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания (Паспорт № 2019-0903).

Список литературы

1. Gatti A. et al. Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light //Journal of Modern Optics. 2006. Т. 53. №. 5-6. С. 739-760.
2. Shapiro J. H., Boyd R. W. The physics of ghost imaging //Quantum Information Processing. 2012. Т. 11. №. 4. С. 949-993.
3. Gatti A. et al. Quantum imaging and spatio-temporal correlations //Optics & Spectroscopy. 2011. Т. 111. №. 4.
4. Bromberg Y., Katz O., Silberberg Y. Ghost imaging with a single detector //Physical Review A. 2009. Т. 79. №. 5. С. 053840.
5. Bashkansky M., Park S. D., Reintjes J. Single pixel structured imaging through fog //Applied Optics. 2021. Т. 60. №. 16. С. 4793-4797.
6. Yu Z. et al. Differential Hadamard ghost imaging via single-round detection //Optics Express. 2021. Т. 29. №. 25. С. 41457-41466.

МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ШУМОВ ЦИФРОВЫХ КАМЕР ПО ОДНОМУ ИЗОБРАЖЕНИЮ

А. С. Овчинников*, А. В. Козлов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Российская Федерация, Москва, ш. Каширское, д. 31

*E-mail: pik.nik19@mail.ru

Цифровые камеры на сегодняшний день широко применяются в решении задач различных областей. Цепь обработки изображений имеет чрезвычайно важное значение, так как позволяет удешевлять системы и повышать их характеристики. Методы оценки шумов по одному изображению проводят оценку шумов изображения, однако шумовые характеристики камеры не оцениваются. Создание алгоритма, который будет способен оценить шумы камер по данным, полученным в результате применения программы по оценке шумов изображения, является важной задачей цифровой обработки изображений. Такой алгоритм может быть использован на практике в цепях обработки сигналов, для выбора камеры для определённой задачи и других задач.

В настоящее время для регистрации фото- и видеоинформации успешно используются современные цифровые камеры, имеющие в своём составе большое количество пикселей. Однако все камеры в той или иной степени чувствительны к шумам. С помощью информации о шумах можно как повышать качество регистрации, так и подбирать конкретную камеру для определённых задач. Сейчас для оценки шумов камер используются разные методы, обычно требующие много снимков и специальных сцен. Наиболее точный, но долгий метод был предложен европейской ассоциацией машинного зрения (European Machine Vision Association - EMVA) [1], однако для его реализации требуется использование однородной сцены и как минимум 50 серий снимков на различных уровнях яркости, содержащих по 2 кадра. Существуют другие точные и более оперативные методы, основанные на сегментации сцены [2-3]. Но наилучшим способом для получения информации о шумах камер была бы их оценка по одному снимку, не уступающая по точности другим методам.

Таким образом, целью данной работы, является создание алгоритма, который будет способен оценить шумы камер по данным, полученным в результате применения программы по оценке шумов изображения исходя из регистрации одного снимка изображения.

Существует несколько алгоритмов, выполняющих оценку шумов изображения, в них используются различные шумовые модели, например, гауссова (Г) [4], пуассонова [5], гаусс-гауссова (ГГ) [6] и пуассон-гауссова (ПГ) [7-8]. Пример схемы нахождения зависимости шума от уровня сигнала по одному снимку [8] показан на рис. 1.

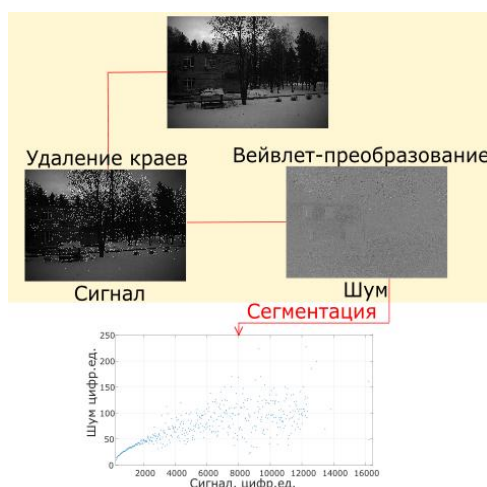


Рис. 1. Пример схемы нахождения зависимости шума от сигнала по одному снимку

В данном методе шум подразумевается как имеющий ПГ статистику. Вначале производится удаление краев изображения, далее - вейвлет-преобразование, а также сегментация по группам пикселей. Полученные на графике зависимости шума от сигнала даны в цифровых единицах сигнала (цифр.ед.).

Отметим, что как Г, представляющая из себя одно распределение Гаусса, так и ГГ и ПГ, как сумма распределений Гаусса и распределений Пуассона и Гаусса широко применяются для синтеза шумов изображений. Однако, так или иначе работа любого такого алгоритма сводится к определению как набора сигналов изображения, так и соответствующих им отклонений. Среди методов получения значений отклонений выделяют метод фильтрации и патчевый метод. В методе фильтрации [9] шумовая составляющая оценивается путём нахождения разности исходного изображения и отфильтрованного. В патчевом методе [10] изображение разбивается на участки, в рамках которых проводится оценка отклонений. В ходе работы было рассмотрено нескольких патчевых методов, которые использовались в алгоритмах, взятых для апробации предлагаемого подхода оценки шумовых характеристик сенсора.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 24-19-00898.

Список литературы

1. European Machine Vision Association. EMVA Standard 1288 - 4.0: Standard for characterization of Image Sensors and Cameras – General // Release, vol. 3, 2021.
2. A.V. Kozlov, V.G. Rodin, R.S. Starikov, N.N. Evtikhiev, P.A. Cheremkhin. Estimation of Camera's Noise by Uniform Target Segmentation // IEEE Sensors Journal, vol. 23, no. 5, pp. 4883-4891, 2023.
3. A.V. Kozlov, V.G. Rodin, R.S. Starikov, N.N. Evtikhiev, P.A. Cheremkhin. A family of methods based on automatic segmentation for estimating digital camera noise: A review // IEEE Sensors Journal, <https://doi.org/10.1109/JSEN.2024.3390418>.
4. L. Zheng, G. Jin, W. Xu, H. Qu, Y. Wu. Noise Model of a Multispectral TDI CCD Imaging System and Its Parameter Estimation of Piecewise Weighted Least Square Fitting // IEEE Sensors Journal, vol. 17, no. 12, pp. 3656–3668, 2017.
5. J. Xiaodan, X. Zhenyu, K. Hirakawa. Noise Parameter Estimation for Poisson Corrupted Images Using Variance Stabilization Transforms // IEEE Transactions on Image Processing, vol. 23, no. 3, pp. 1329–1339, 2014.
6. B. G. Jeong, B. C. Kim, Y. H. Moon, I. K. Eom. Simplified noise model parameter estimation for signal-dependent noise // Signal Processing, vol. 96, pp. 266–273, 2014.
7. Y. Zhang, G. Wang, J. Xu. Parameter Estimation of Signal-Dependent Random Noise in CMOS/CCD Image Sensor Based on Numerical Characteristic of Mixed Poisson Noise Samples // Sensors, vol. 18, no. 7, p. 2276, 2018.
8. A. Foi, M. Trimeche, V. Katkovnik, K. Egiazarian. Practical Poissonian-Gaussian Noise Modeling and Fitting for Single-Image Raw-Data // IEEE Transactions on Image Processing, vol. 17, no. 10, pp. 1737–1754, 2008.
9. A. Buades, B. Coll, J. M. Morel. A Review of Image Denoising Algorithms, With a New One // Multiscale modeling & simulation, vol. 4, no. 2, pp. 490-530, 2005.
10. M. H. Alkinani, M. R. El-Sakka. Patch-based models and algorithms for image denoising: a comparative review between patch-based images denoising methods for additive noise reduction // EURASIP Journal on Image and Video Processing, vol. 2017, no. 1, pp. 1-27, 2017.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ В ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ С НЕПРЕРЫВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ.

Н.И. Пышков*, С.Е. Свяховский

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

*E-mail: kolyagod12@gmail.com

Создан фотонный кристалл из пористого кремния с непрерывной модуляцией показателя преломления, осуществляющий запись заданной последовательности бит в спектре отражения образца. Продемонстрировано считывание заданной последовательности бит. Произведена оценка спектральной плотности записи.

Фотонные кристаллы (ФК) с непрерывной модуляцией показателя преломления могут быть востребованы для разработки оптических устройств, в которых требуется наличие определённых особенностей спектрального отклика. В данной работе представлена одномерная многослойная ФК-структура с плавной модуляцией показателя преломления, которая осуществляет запись информации при помощи наличия заданных особенностей в спектре коэффициента отражения в диапазоне длин волн от 500 до 950 нм.

Разработка структуры ФК в данной работе производилась при помощи метода обратной задачи [1]. Модуляция показателя преломления вдоль оптического пути структуры имела вид суммы гармонических волн с заданной амплитудой, фазой и волновым вектором. Это приводило к возникновению спектральных особенностей (острых максимумов в спектре коэффициента отражения с заданной амплитудой) на длинах волн, соответствующих заданным волновым векторам. При помощи данных спектральных особенностей производилась запись информации в спектр образца.

Изготовление образца осуществлялось при помощи метода электрохимического травления кремния [2]. Спектр отражения изготовленного ФК содержит 14 спектральных особенностей (гармоник) в диапазоне 500-950 нм. Каждой спектральной особенности соответствует один из 4 уровней интенсивности. Каждый уровень соответствует 2 битам информации. Измерение спектра коэффициента отражения образца показало возможность однозначной расшифровки записанной последовательности бит (Рис. 1а).

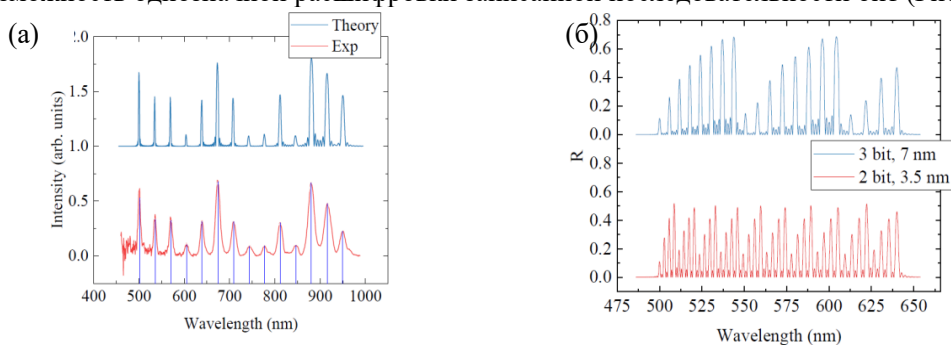


Рис 1. (а) - Спектр коэффициента отражения структуры, в который записана двухбитная последовательность

21101310010321: теоретически рассчитанный и измеренный на изготовленном образце. Результат расшифровки интенсивностей максимумов показан под соответствующими максимумами. (б) – Спектры коэффициента отражения фотонных гармонических структур толщиной 100 мкм: 20 гармоник, 8 уровней (синяя кривая) и 40 гармоник, 4 уровня (красная кривая). Средние спектральные интервалы между гармониками, соответственно, 7 и 3.5 нм.

Исследование возможности уплотнения информации посредством увеличения количества уровней интенсивности до 8 (что соответствует 3 битам информации на одну спектральную особенность) показало, что разрешения по амплитуде недостаточно для формирования 8 уровней, и для устранения этого различия необходимо увеличить оптическую толщину структуры в 2 раза. Однако, это делает возможным увеличить вдвое спектральную плотность 4-уровневых особенностей (Рис. 16). Следовательно, увеличение количества уровней интенсивности в спектре коэффициента отражения не даёт выигрыша в объеме записанной информации.

В работе продемонстрирован образец одномерного фотонного кристалла на основе пористого кремния, который осуществляет кодирование информации в спектре коэффициента отражения. Показана возможность считывания информации. Исследована возможность спектрального уплотнения информации. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского Научного фонда, грант 24-72-10081.

Список литературы

1. Свяховский С. Е., Пышков Н. И. Фотонные кристаллы с произвольным числом фотонных запрещенных зон на основе пористого оксида кремния с плавным изменением показателя преломления // Оптика и спектроскопия. — 2023. — Т. 131, № 8. — С. 56306.
2. Svyakhovskiy, S.E., Maydykovsky, A.I. and Murzina, T.V. Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods // Journal of Applied Physics, vol. 112(1), p. 013106, 2012

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ ПЛАЗМЕННЫЙ СЛОЙ

И. А. Тимошенко*, О. Г. Романов

Белорусский государственный университет
220030, Республика Беларусь, Минск, пр. Независимости, д. 4
*E-mail: timoshchenkoia@bsu.by

Проводится численное моделирование распространения коротких электромагнитных импульсов через плазменный слой. Исследуются закономерности преобразования пространственно-временной структуры импульсов и обсуждается вопрос о концепциях времени туннелирования электромагнитных импульсов и границ ее применимости.

Плазма является базовым примером туннельного эффекта в электродинамике, однако, до настоящего времени отсутствуют систематические исследования туннелирования электромагнитного излучения в плазме. Обсуждение различных подходов исследования этого вопроса приводит к необходимости тщательного решения нестационарной задачи распространения электромагнитных импульсов в плазме [1]. В данной работе поставленная задача численно исследуется FDTD методом решения уравнений Максвелла с использованием дополнительного уравнения для поляризации, учитывающее отклик плазмы [2].

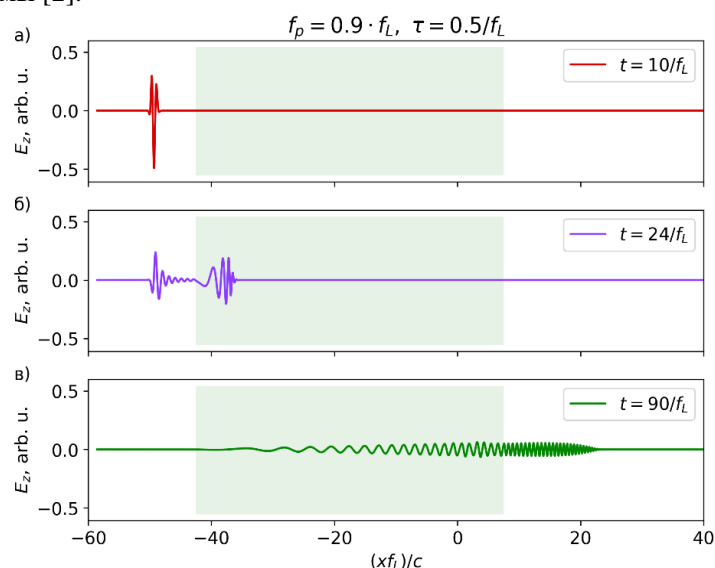


Рис. 1. Распространение электромагнитного импульса с частотой $0.9f_L$ и длительностью $0.5/f_L$ в слое плазмы толщиной $50 f_L/c$.

Пример результатов моделирования распространения короткого импульса представлен на рис. 1. В работе рассматриваются различные концепции времени туннелирования электромагнитных импульсов и исследуются его зависимость от параметров импульса и толщины плазменного слоя, обсуждаются границы применимости.

Исследование поддержано грантом БРФФИ № Ф23ИКР-002

Список литературы

1. С. В. Гапоненко, Д. В. Новицкий. Время туннелирования электромагнитного излучения сквозь слой идеальной плазмы // Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-математических наук, том 58, №. 2, с. 231–236, 2022.

2. A. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, et.al. MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method // Computer Physics Communications, vol. 181, pp. 687-702, 2010.

Научное издание

**Енисейская Фотоника – 2024.
Всероссийская научная конференция
с международным участием.
Тезисы докладов.**

Т. 1

Сдано в набор 25.08.24
Подписано в печать 04.09.2024
Формат 60×84/16. Гарнитура Таймс.
Объем 18,7 усл. печ. л.
Тираж 100 экз.
Издательство ИФ СО РАН

Отпечатано в типографии ИФ СО РАН
660036, г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38