



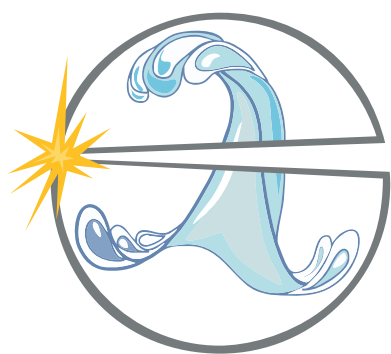
С И Б И Р С К И Й  
Ф Е Д Е Р А Л Ь Н Ы Й  
У Н И В Е Р С И Т Е Т

S I B E R I A N  
F E D E R A L  
U N I V E R S I T Y



И Н С Т И Т У Т Ф И З И К И и м. Л. В. К И Р Е Н С К О Г О  
С и б и р с к о г о о т д е л е н и я Р о с с и й с к о й а к а д е м и и н а у к  
Ф И Ц К Н Ц С О Р А Н

первая всероссийская научная конференция  
с международным участием



# ЕНИСЕЙСКАЯ ФОТОНИКА – 2020

Красноярск

14–19 сентября 2020 года

**ТЕЗИСЫ  
ДОКЛАДОВ**

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Сибирский федеральный университет

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

## **ЕНИСЕЙСКАЯ ФОТОНИКА – 2020**

Первая Всероссийская научная конференция  
с международным участием

тезисы докладов

14 – 19 сентября 2020 г.

Красноярск  
2020

УДК 535  
ББК 22.34  
Е 63

**Енисейская Фотоника – 2020. Первая Всероссийская научная конференция с международным участием. Тезисы докладов.** 14–19 сентября 2020 года, Красноярск. – Изд-во ИФ СО РАН, 2020. – 198 с.

В сборнике представлены тезисы докладов первой всероссийской научной конференции с международным участием «Енисейская Фотоника – 2020» проходившей в г. Красноярске с 14 по 19 сентября 2020 г. Сборник предназначен для научных сотрудников, аспирантов, преподавателей и студентов, интересующихся проблемами фотоники, оптики и спектроскопии. Подготовка и проведение конференции осуществлены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-02-22028) Российского проекта повышения конкурентоспособности ведущих российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров (проект 5-100). Печатаются по решению Программного комитета конференции в авторской редакции.

ISBN 978-5-6042995-8-6

ISBN 978-5-6042995-8-6



© Коллектив авторов, 2020  
© Сибирский федеральный университет, 2020  
© Институт физики им. Л. В. Киренского, 2020

## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

### Председатель:

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

### Ученый секретарь:

- *Ципотан Алексей Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, 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)
- *Бабин Сергей Алексеевич* — д-р физ.-мат. наук, член-корреспондент РАН, директор, заведующий лабораторией волоконной оптики, Институт автоматизации и электрометрии СО РАН (г. Новосибирск)
- *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., профессор кафедры теоретической физики и волновых явлений, 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, заместитель директора по научной работе, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Гапоник Николай Павлович* — д-р, проф., профессор кафедры физической химии химического факультета Технического университета (г. Дрезден, Германия)
- *Зырянов Виктор Яковлевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., руководитель научного направления "Фотоника", заведующий лабораторией молекулярной спектроскопии, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Карпов Сергей Васильевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., ведущий научный сотрудник лаборатории когерентной оптики, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Мартынович Евгений Федорович* — д-р физ.-мат. наук, проф., директор, Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН (г. Иркутск)
- *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)
- *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., профессор баз. кафедры фотоники и лазерных технологий, ИИФиРЭ СФУ (г. Красноярск)
- *Тимофеев Иван Владимирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., заведующий лабораторией фотоники молекулярных систем, ИФ СО РАН (г. Красноярск)
- *Шамирзаев Тимур Сезгирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., ведущий научный сотрудник лаборатории молекулярно-лучевой эпитакии соединений АЗВ5, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН (г. Новосибирск)
- *Шелемба Иван Сергеевич* — канд. техн. наук, заместитель директора по работе с промышленностью, Институт автоматизации и электрометрии СО РАН (г. Новосибирск)

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

### Председатель:

- *Патрин Геннадий Семенович* — д-р физ.-мат. наук, проф., директор ИИФиРЭ СФУ

### Сопредседатели:

- *Втюрин Александр Николаевич* — д-р физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., зав. базовой кафедрой фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ
- *Вьюнышев Андрей Михайлович* — канд. физ.-мат. наук, заместитель директора по научной работе ИФ СО РАН

### Ученый секретарь:

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

### Состав комитета:

- *Слабко Виталий Васильевич* — д-р физ.-мат. наук, проф., профессор базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ
- *Слюсарева Евгения Алексеевна* — д-р физ.-мат. наук, доц., профессор базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ
- *Тимофеев Иван Владимирович* — д-р физ.-мат. наук, доц., заведующий лабораторией фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН
- *Слюсаренко Нина Викторовна* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник базовой кафедры фотоники и лазерных технологий ИИФиРЭ СФУ
- *Панкин Павел Сергеевич* — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник лаборатории фотоники молекулярных систем ИФ СО РАН



**ИНСТИТУТ ФИЗИКИ им. Л.В. КИРЕНСКОГО**

Сибирского отделения Российской академии наук

ФИЦ КНЦ СО РАН

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>секция 1</b>	КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА	6
<b>секция 2</b>	НАНОФОТОНИКА И МЕТАМАТЕРИАЛЫ	49
<b>секция 3</b>	СПЕКТРОСКОПИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД	99
<b>секция 4</b>	ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ФАЗЫ	154
	АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ	195

## **Секция 1**

# **КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИКА и ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА**

## ФАНТОМНАЯ ОПТИКА: ПРИНЦИП И СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

А. С. Чиркин

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

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

*Институт физики им. Л.В. Киренского, Сибирское отделение РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50*

Доклад посвящен новому методу получения оптического изображения, который кардинально отличается от традиционного метода. В его основе лежит интерферометрия интенсивностей. Получаемые при этом изображения называют фантомными. В методе фантомного изображения (ФИ) освещающее объект излучение регистрируется пространственно-неразрешающим детектором и не даёт информацию об объекте. Однако сведения об объекте извлекаются из взаимной пространственной корреляционной функции интенсивностей взаимодействующего с объектом излучения и восстанавливающего (реперного) излучения. Помимо получения пространственной информации об объекте, обсуждается восстановление временной информации и поляризационных свойств объекта.

Принцип получения изображений в фантомной оптике радикально отличается от традиционного способа, в котором изображение объекта формируется оптической системой в результате отражения или прохождения излучения через объект, вследствие чего воспроизводит его контуры и детали. В методе фантомного изображения (ФИ) освещающее объект излучение не даёт информацию об объекте, так как регистрируется пространственно-неразрешающим детектором. Однако сведения об объекте извлекаются из взаимной пространственной корреляционной функции интенсивностей взаимодействующего с объектом излучения и восстанавливающего (реперного) излучения.

Метод ФИ был предложен и осуществлен в середине 1990-х годов. В первых экспериментах использовались коррелированные фотонные пары, рождаемые при спонтанном параметрическом рассеянии. В настоящее время широкое распространение получили классические источники с тепловой статистикой. Фантомная оптика экстенсивно и интенсивно развивается. Помимо оптического диапазона, ФИ наблюдались, например, в рентгеновской области спектра, Методом ФИ измеряют не только с модуль коэффициента передачи объекта, но и его фазу. Развитие получил временной аналог пространственных изображений – восстановление временной информации из шума при регистрации детектором с плохим временным разрешением. Временной аналог ФИ основан на измерении временной корреляционной функции интенсивностей. Широкое распространение получает вычислительный подход к формированию фантомных изображений, в котором используется только один канал облучения объекта и регистрации излучения. Такой подход значительно упрощает схемное воплощение метода. Фантомный принцип обобщён также на измерение поляризационных свойств объекта (фантомная поляриметрия). При этом используется неполяризованное некогерентное излучение.

Доклад, таким образом, будет представлять собой современный анализ применения фантомного принципа для извлечения различной информации об объекте и для передачи информации.



# СОЗДАНИЕ ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ КОГЕРЕНТНЫМИ ПАРАМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Е.Ф. Мартынович<sup>1,2\*</sup>, Н.Л.Лазарева<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Иркутский филиал Института лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук,  
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а

\*E-mail: femto@bk.ru

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Иркутский государственный университет», 664003, Российская Федерация, Иркутск, ул. К. Маркса, 1

Экспериментально и теоретически исследовано пространственно-селективное высоконелинейное создание центров люминесценции в широкозонных кристаллах.

В развитие исследований [1-4] проведено обоснование и апробация лазерных технологий создания люминесцирующих квантовых систем в кристаллических средах с пространственной селективностью в масштабах от  $10^{-8}$  до  $10^{-2}$  м. В качестве примера на рис. 1 показана периодическая структура, индуцированная в кристалле LiF когерентной парой лазерных филаментов.

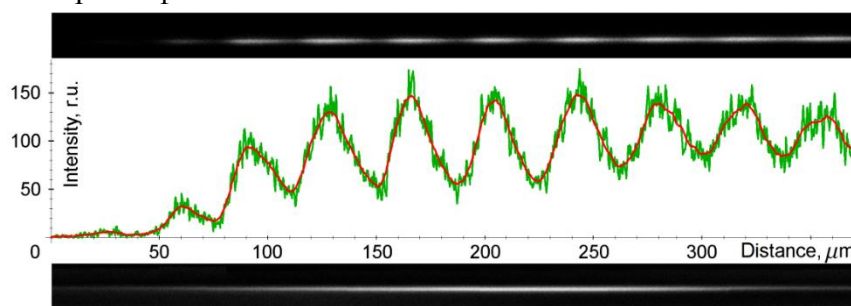


Рис. 1. Люминесцентное изображение с трека, созданного когерентной парой обгоняющих один другого фемтосекундных лазерных филаментов, распространяющихся с разными скоростями в пределах этого трека (вверху). В центре – скан продольного распределения интенсивности люминесценции навешенных центров в данном треке. Внизу – люминесцентное изображение трека, индуцированного парой пространственно разделенных не пересекающихся филаментов [4].

Исследование поддержано в рамках Программы РАН, раздел II.10.1, проект 0307-2016-0004 и гранта РФФИ № 19-32-90275.

## Список литературы

1. E.F. Martynovich. Self-induced periodic structures in anisotropic crystals // JETP Lett., vol. 49, № 12, pp. 752-755, 1989.
2. E.F. Martynovitch, G. Petite, V.P. Dresvianski, et.al. Spatially periodic structures, under femtosecond pulsed excitation of crystals // Appl. Phys. Lett., vol. 84, pp. 4550-4552, 2004.
3. E.F. Martynovich, V.P. Dresvyansky, A.L. Rakevich, et.al. Creating of luminescent defects in crystalline media by a scanning laser beam // Appl. Phys. Lett., vol. 114, 121901, 2019.
4. E.F. Martynovich, V.P. Dresvyansky, N.L. Lazareva, et.al. The memorizing luminescent crystalline materials based on color centers for investigation the highly nonlinear interaction of light and matter and for other applications // Advanced Photonics Congress, OSA, paper NoW2C.6, 2017.

# ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А. А. Акимов\*, С. А. Гузаиров, В. В. Ивахник

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева  
443086, Российская Федерация, Самара, ул. Московское шоссе, д. 34  
\*E-mail: alexakimov50@mail.ru

При больших коэффициентах отражения исследовано качество обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности в схеме с обратной связью. Построены зависимости коэффициента отражения четырехволнового преобразователя излучения, полуширины пространственного спектра объектной волны от интенсивности волн накачки.

При исследовании процесса четырехволнового взаимодействия в средах с различным типом нелинейности представляет интерес знание не только эффективности преобразования излучения, но и анализ качества обращения волнового фронта падающего излучения. Качество обращения волнового фронта определяется по соответствию между комплексными амплитудами сигнальной и объектной волн. В роли пространственной характеристики четырехволнового преобразователя излучения может выступать полуширина полосы пространственных частот объектной волны [1].

В работе [2] была показана возможность увеличения коэффициента отражения при четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности в схеме с обратной связью. Однако вопрос о качестве обращения волнового фронта остался открытым.

Таким образом, представляет интерес исследование влияния обратной связи на пространственную селективность четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности.

В работе рассматривался процесс вырожденного четырехволнового взаимодействия в среде с тепловой нелинейностью. Объектная волна получалась за счет дифракции одной из встречных волн накачки на решетке, записываемой в нелинейной среде другой волной накачки и сигнальной волной. Среда с тепловой нелинейностью толщиной  $\ell$  располагалась внутри кольцевого резонатора, задающего обратную связь по сигнальной и объектной волнам, либо по одной из этих волн. 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.

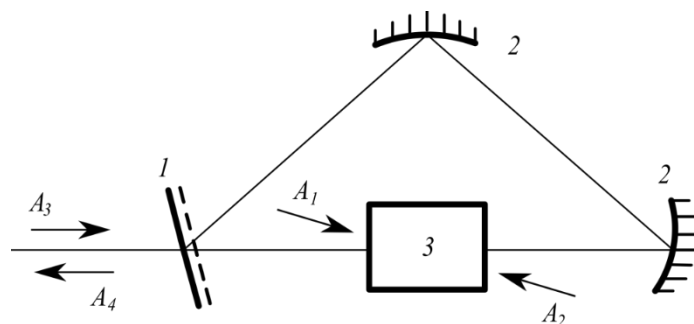


Рис. 1. Схема четырехволнового взаимодействия с обратной связью: 1 – зеркало связи, 2 – сферические зеркала, 3 – нелинейная среда.

Четырехволновое взаимодействие описывалось с помощью совместного решения стационарного волнового уравнения и уравнения Пуассона. Волны накачки считались плоскими. Сигнальная и объектная волны раскладывались по плоским волнам. Использовались приближение заданного поля по волнам накачки, параксиальное приближение

и условие больших коэффициентов отражения. При больших коэффициентах отражения учитывается не только динамическая решетка показателя преломления, связанная с интерференцией сигнальной волны с первой волной накачки, но и динамическая решетка показателя преломления, возникающая при интерференции объектной волны со второй волной накачки.

С учетом сделанных приближений получена система связанных дифференциальных уравнений для пространственных спектров сигнальной ( $\tilde{A}_3(\vec{k}, z)$ ) и объектной ( $\tilde{A}_4(\vec{k}, z)$ ) волн. При условии расположения нелинейной среды внутри кольцевого резонатора, полученная система дифференциальных уравнений дополнялась соответствующими граничными условиями

$$\begin{aligned}\tilde{A}_3(\vec{k}, z=0) &= \sqrt{1-r_1}\tilde{A}_{30}(\vec{k}) + \sqrt{r_1r_2}\tilde{A}_3(\vec{k}, z=\ell)\exp\left(-ikL + i\frac{\kappa^2}{2k}L\right), \\ \tilde{A}_4(\vec{k}, z=\ell) &= \tilde{A}_4(\vec{k}, z=0)\sqrt{r_1r_2}\exp\left(-ikL + i\frac{\kappa^2}{2k}L\right).\end{aligned}$$

Здесь  $\tilde{A}_{30}(\vec{k})$  – пространственный спектр сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя в отсутствие кольцевого резонатора,  $\kappa$  – пространственная частота,  $k$  – волновое число.

Система связанных дифференциальных уравнений с учетом граничных условий анализировалась численными методами на основе многократного прохождение сигнальной и объектной волн нелинейного слоя в кольцевом резонаторе.

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

$$\left|\tilde{A}_4(\kappa = \Delta\kappa, z=0)\right| = \frac{1}{2}\left|\tilde{A}_4(\vec{k}=0, z=0)\right|.$$

Построены зависимости амплитудных коэффициентов отражения от интенсивности волн накачки при условии сопряжения передней и задней граней нелинейного слоя ( $L=0$ ) и при условии компенсации фазового набега, возникающего вследствие самовоздействия волн накачки, путем подбора расстояния  $L$ .

При компенсации фазового набега увеличение интенсивности волн накачки при наличии обратной связи по объектной и сигнальной волнам приводит, как и при отсутствии обратной связи, к монотонному увеличению коэффициента отражения и монотонному уменьшению полуширины полосы пространственных частот объектной волны. Коэффициент отражения четырехволнового преобразователя при условии наложения обратной связи по объектной волне больше коэффициента отражения при наличии обратной связи по сигнальной волне. При фиксированных значениях интенсивности волн накачки значения полуширин полос пространственных частот четырехволнового преобразователя при наличии обратной связи либо по сигнальной, либо по объектной волнам совпадают.

#### Список литературы

1. В.В. Ивахник. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии / Самара: Самарский университет, 246 с., 2010.
2. А.А. Акимов, С.А. Гузаиров, В.В. Ивахник. Четырехволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в схеме с положительной обратной связью // Компьютерная оптика, Т.42, № 4, с. 534-541, 2018.

# АНАЛИЗ УСЛОВИЙ УШИРЕНИЯ СПЕКТРА ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В КДП ПРИ НАКАЧКЕ ЧИРПИРОВАННЫМ ИМПУЛЬСОМ ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЫ

С. В. Алексеев<sup>1\*</sup>, Я. В. Грудцын<sup>2</sup>, А. В. Корибуг<sup>2</sup>, В. Ф. Лосев<sup>1</sup>, В. А. Трофимов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, Российская Федерация, Томск, пр. Академический, 2/3

\*E-mail: sergey100@sibmail.com

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, 119991, Российская Федерация, ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д.53

<sup>3</sup>Южно-Китайский Технологический Университет, КНР, Гуанчжоу

Численно анализируются условия уширения спектра второй гармоники в КДП при накачке отрицательно чирпированным импульсом основной частоты с центральной длиной волны 950 нм. Показывается, что величина уширения спектра ( $K = 1.4$ ) в основном ограничивается разностью групповых скоростей импульса излучения первой и второй гармоник.

Уширение спектра в мощных лазерных системах всегда выгодно, поскольку при сохранении фазового синхронизма всех новых частот появляется возможность сократить длительность спектрально ограниченного импульса и повысить мощность лазерного пучка без повышения его энергии. Существуют различные методы уширения спектра. Одним из них является уширения спектра второй гармоники (ВГ) при использовании чирпированного импульса основной частоты. В работах [1, 2] было показано, что использование этого метода позволяет увеличить ширину спектра ВГ до двух раз.

Настоящая работа посвящена численному моделированию условий генерации ВГ при накачке нелинейного кристалла спектрально ограниченным и чирпированным импульсами с целью определения процессов, влияющих на уширение спектра ВГ.

Для расчетов была использована упрощенная модель, в которой не учитывалось влияния факторов, связанных со свойствами материала и нелинейностью в кристалле. Модель основывалась на решении системы нелинейных уравнений Шрёдингера для первой и второй гармоник в приближении медленно меняющейся волны [3]. Она позволяла анализировать влияние таких факторов, как: разность групповых скоростей первой и второй гармоник, фазовая самомодуляция и дисперсионное расплывание импульсов излучения. Для анализа были взяты условия, близкие к экспериментальным, а именно: длина волны первой гармоники 950 нм и длительность спектрально ограниченного импульса 60 фс. Моделирование преобразования во вторую гармонику осуществлялось в кристалле KDP 1-го типа синхронизма с толщиной 2 мм.

Отметим, что в данной модели отсутствовала возможность полного учёта влияния конечной ширины спектрального синхронизма. Однако, с учетом того, что для данного кристалла этот фактор ограничивал спектральную ширину на второй гармонике величиной 18 нм, то влияние этого фактора можно принять незначительным.

Расчеты показали, что фазовая самомодуляция и дисперсионное расплывание импульсов незначительно влияют на уширение спектра излучения ВГ. На рис. 1 представлены результаты расчета, показывающие зависимость ширины спектра излучения ВГ от эффективности преобразования для отрицательно-чирпированного и спектрально-ограниченного импульсов.

Видно, что сохраняется общая тенденция с полученными результатами в работе [1], где использовалось приближенное рассмотрение, а именно: с ростом эффективности преобразования спектральная ширина излучения ВГ растёт в случае использования чирпированного импульса первой гармоники, а для спектрально-ограниченного импульса уменьшается. Основным ограничивающим фактором для уширения спектра ВГ оказалась разность групповых скоростей, из-за которых импульсы излучения первой гармоники (обыкновенная волна) и второй гармоники (необыкновенная волна) разбегаются на 40 фс в 2 мм кристалле. Однако разбегание из-за дисперсии групповых скоростей ограничивает величину уширения  $K = 1.1$ , что меньше теоретически возможного

- 1.4 (уширение по сравнению с шириной спектра, которая может быть получена при малой эффективности преобразования в ВГ). Тем не менее, учитывая уменьшение ширины спектра ВГ при преобразовании спектрально-ограниченного импульса первой гармоники по мере роста эффективности преобразования, в расчёте ширина спектра для chirпированного импульса при большой эффективности преобразования была больше в 1.3 раза по сравнению с преобразованием спектрально-ограниченного импульса.

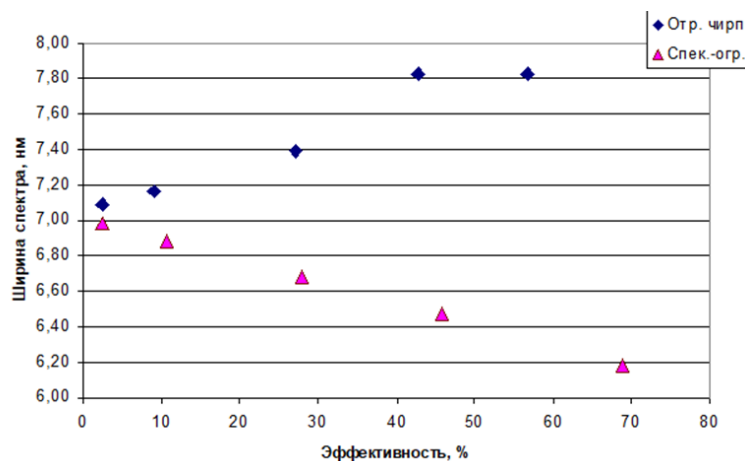


Рис. 1. Зависимость ширины спектра излучения ВГ от эффективности преобразования для 2 мм кристалла KDP.

Таким образом, в результате численного моделирования условий уширения спектра второй гармоники в КДП при накачке отрицательно chirпированным импульсом основной частоты с центральной длиной волны 950 нм было показано, что величина уширения спектра в основном ограничивается разностью групповых скоростей импульса излучения первой и второй гармоник. По этой причине при использовании импульса излучения на первой гармонике с спектрально ограниченной длительностью 60 фс экспериментальная ширина спектра не превышает 8 нм.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-00383.

#### Список литературы

1. N.V. Didenko, A.V. Konyashchenko, L.L. Losev, et al. Femtosecond pulse compression based on second harmonic generation from a frequency chirped pulse // *Optics Communications*, vol. 282, pp. 997-999, 2009.
2. С.В. Алексеев, Н.Г. Иванов, М.В. Иванов, В.Ф. Лосев. Влияние chirп импульса излучения основной частоты на спектрально-временные характеристики второй гармоники // *Изв. ВУЗов. Физика*, Т. 62, № 12, С. 151-155, 2019.
3. V.A. Trofimov, T.M. Lysak. Highly efficient SHG of a sequence of laser pulses with a random peak intensity and duration // *Optics and Spectroscopy*, vol. 107, pp. 399-406, 2009.

# ЭФФЕКТ ТАЛЬБОТА НА ДВУМЕРНОЙ ИНДУЦИРОВАННОЙ РАМАНОВСКОЙ РЕШЕТКЕ

В. Г. Архипкин<sup>1,2\*</sup>, С. А. Мысливец<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38  
\*E-mail: avg@iph.krasn.ru

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

Изучены особенности целочисленного и дробного эффектов Тальбота при дифракции плоской волны на двумерной (2D) индуцированной рамановской решетке. Показано, что интенсивность дифракционных изображений может увеличиваться за счет рамановского усиления в решетке. Однопиковые и стакано-подобные дифракционные картины демонстрируются для двумерных решеток. Обсуждаются условия наблюдения эффекта. Результаты расширяют возможности использования эффекта Тальбота в различных приложениях.

Известно, что при прохождении плоской монохроматической световой волны через периодическую решетку может наблюдаться эффект Тальбота (ЭТ), который заключается в периодическом самовоспроизведении изображения решетки на расстояниях кратных длине Тальбота [1]. Это явление является следствием интерференции между порядками дифракции в ближнем поле (дифракция Френеля). ЭТ имеет обширные и многогранные применения во многих различных областях, например, в оптической визуализации и вычислительной технике [2], оптической микроскопии [3], литографии [4]. Эффект Тальбота продемонстрирован на атомных волнах и Бозе-Эйнштейновском конденсате [5], экситонных поляритонах [6], в метаматериалах [7] и др.

В докладе сообщаются результаты теоретических исследований эффекта Тальбота при дифракции плоской монохроматической световой волны на 2D индуцированной рамановской решетке (ИРР). Такая решетка возникает при рамановском взаимодействии пробного поля со стоячей волной накачки в атомной среде [8]. В результате возникает пространственная периодическая модуляция комбинационного (рамановского) усиления и показателя преломления для пробной волны. Когда пробная волна распространяется перпендикулярно стоячей волне накачки, ИРР может работать как дифракционная решетка.

Для 2D решетки поле накачки образовано двумя стоячими волнами, которые направлены вдоль осей  $x$  и  $y$  (перпендикулярно друг другу), а пробное поле распространяется вдоль направления  $z$  перпендикулярно плоскости  $x$ - $y$ . В этом случае функция пропускания  $T(x, y, L)$  будет периодической в направлениях  $x$  и  $y$ :  $T(x, y, L) = T(x + 2\Lambda_x, y, L) = T(x, y + 2\Lambda_y, L)$  с периодом  $2\Lambda_{x,y}$ , где  $\Lambda_{x,y}$  – период стоячих волн в  $x$  и  $y$  направлениях,  $L$  – толщина решетки. На Рис. 1 показаны два типичных профиля функции пропускания  $|T(x, y, L)|$  для двумерной ИРР.

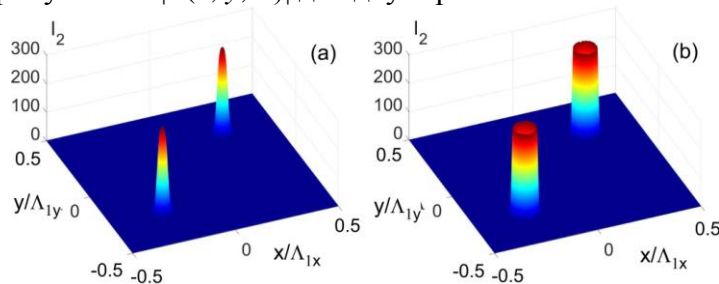


Рис. 1. Модуль функции пропускания  $|T(x, y, L)|$  для 2D ИРР при частоте Раби поля накачки  $G_1 = 1$  (a) и  $G_1 = 1.03$  (b). В случае (a) распределение интенсивности на каждом периоде имеет один пик, а в случае (b) – распределение имеет стаканообразную форму.

В приближении Френеля (ближнее поле) для пробного поля  $E_2$  на расстоянии  $z$  от решетки можно получить следующую формулу

$$E_2(X, Y, Z) = e^{-ik_2 Z} \sum_{n,m} C_{n,m} \exp[i2\pi(nX/\Lambda_{1x} + mY/\Lambda_{1y})] \exp[-i\pi(n^2\lambda_2 Z/\Lambda_{1x}^2 + m^2\lambda_2 Z/\Lambda_{1y}^2)]$$

Здесь  $\Lambda_{1x,1y} = 2\Lambda_{x,y}$  – пространственный период функции пропускания  $T(x, y, L)$  вдоль направлений  $x$  и  $y$ , соответственно.

Из формулы следует, что ТЕ может наблюдаться для двух случаев. Первый случай:  $\Lambda_{1x} = \Lambda_{1y} = \Lambda_1$ , а второй –  $\Lambda_{1x}/\Lambda_{1y} = a/b$ , где  $a$  и  $b$  – взаимно простые целые числа. В этих условиях все порядки дифракции находятся в фазе и объект воспроизводится.

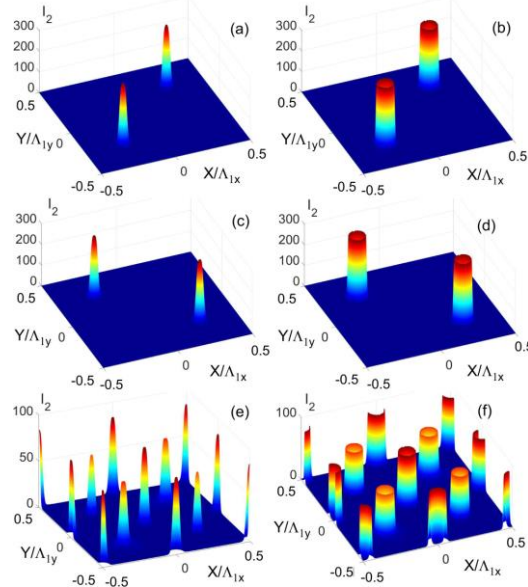


Рис. 2. Нормированное распределение интенсивности дифракционных картин в зависимости от  $X$  и  $Y$  внутри одного пространственного периода пробела на расстояниях [расстояния  $Z = Z_T$  и  $Z = Z_T/2$  (a) и (b),  $Z = Z_T/4$  (c) и (d)], и  $Z = Z_T/8$  (e), (f) при  $G_1 = 1$  (a), (c) и (e), при  $G_1 = 1,03$  (b), (d), (f).

Анализ показывает, что в случае, когда  $a$  и  $b$  нечетны (включая  $a = b = 1$ ) распределения поля в плоскостях  $Z = Z_T$  и  $Z = Z_T/2$  совпадают с полем на выходной плоскости решетки (Рис. 2a,b и Рис. 1) и смещаются на полпериода в плоскости  $Z = Z_T/4$  (Рис. 2c,d). В случае, когда  $a$  и  $b$  имеют разную четность, распределение поля подобны случаю 1D решетки. Из Рис. 2 видно, что однопиковые и стакано-подобные Тальбот-изображения могут быть получены на двумерной ИПП, интенсивность которых существенно больше, чем на входе решетки. Полученные результаты могут представлять интерес для микроскопии с использованием эффекта Тальбота, фотолитографии на основе массива осветителей Тальбота и др.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00203).

#### Список литературы

1. J. Wen, Y. Zhang, M. Xiao. Adv. Opt. Photon., vol. 5, pp. 83-130, 2013.
2. K. Patorski, *The Self-imaging Phenomenon and Its Applications* (Elsevier, New York, 1989), Chap. 1, pp. 1–108.
3. S. Feng, M. Wang, and J. Wu. Opt. Lett. **41**, 3157, 2016.
4. Q. Wu, H. Xia, H. Jia, H. Wang, C. Jiang, L. Wang, J. Zhao, R. Tai, S. Xiao, D. Zhang, S. Yang, and J. Jiang Opt. Lett. **44**, 1031, 2019.
5. C. Ryu, M. F. Andersen, A. Vaziri, M. B. et al. Phys. Rev. Lett. **96**, 160403, 2006.
6. T. Gao, E. Estrecho, G. Li, O. A. Egorov, et al. Phys. Rev. Lett. **117**, 097403, 2016.
7. H. Nikkhah, M. Hasan, and T. J. Hall. Appl. Phys. A **124**, 106 (2018).
8. V. G. Arkhipkin and S. A. Opt. Lett. **39**, 3223, 2014.

# КВАНТОВЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СЕНСОР НА СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

А. Ю. Баженов<sup>1\*</sup>, А. П. Алоджанц<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики  
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверский пр., д. 49  
\*E-mail: b.a.y@mail.ru*

В работе изучен сверхизлучательный фазовый переход в свете его применения в квантовой температурной сенсорике высокой точности. Температурная чувствительность и точность измерений проанализированы в рамках квантовой теории оценок. Предсказано достижение точности измерения температуры вплоть до предела Гейзенберга. При этом показано, что с помощью фазового перехода можно достичь оценки точности температуры вплоть до мК и выше в полупроводниковых микроструктурах.

Система  $N$  двухуровневых атомов, взаимодействующих с квантовым полем (или резервуаром бозонной системы), называется модель Дике и применяется в теории сверхизлучения. Данные системы применяются в области квантовой сенсорики и квантовой метрологии [1,2]. В этой области используются особенности квантовых систем для выполнения измерений определенной точности. На фундаментальном уровне температурная сенсорика основана на исследовании квантовой динамики, связывающая свойства квантовой системы и термодинамические характеристики, налагающие внешним полем (средой) [3]. В работе рассматривается квантовый фазовый переход для проблемы измерения температуры. В этой связи исследован сверхизлучательный фазовый переход (СФП) для высокоточной оценки температуры. СФП – это особое коллективное состояние вещества и поля, которое может быть достигнуто с использованием двухуровневых систем, представляющие атомы, или искусственные их аналоги, взаимодействующие с электромагнитным полем. Полупроводниковые технологии предлагают особые преимущества при разработке датчиков на основе явления сверхизлучения. Образцы полупроводниковых микроструктур содержат набор квантовых точек (квантовых ям) которые могут быть применимы для получения коллективных состояний квантового вещества и поля. В работе рассматривается так называемая двухуровневая система, взаимодействующая с внешним полем. Таким образом, можно создать термодатчик, основанный на чувствительном взаимодействии двухуровневых систем с внешним полем[4].

Модель квантового термосенсора рассмотренная в данной работе состоит из  $N$  локализованных двухуровневых квантовых систем (КДС) и моды резонатора, представляющая собой подсистему с при некоторой температуре  $T$ , рисунок 1. Полагаем, что КДС может находиться в основном состоянии и в возбужденном. В данной работе рассматривается большой канонический ансамбль и термодинамический подход, чтобы получить выражения для параметра порядка и инверсии системы. Исследование термодинамической функции, для когерентного состояния системы позволяет получить уравнения, связывающие основные параметры двухуровневых системы [5-7].

Было предложено два предельных случая, которые соответствуют рабочим точкам для устройства измерения температуры с нулевым значением параметра порядка  $\lambda = 0$ , где происходит фазовый переход. В частности, при низкой плотности возбуждения, свойства сверхизлучения относятся к конденсированным состояниям экситон-поляритонам и не требуют инверсии в системе. И, наоборот, при высокой плотности возбуждения сверхизлучение происходит в системе с инверсией вследствие формирования экситон-поляритонного состояния комбинационного типа.



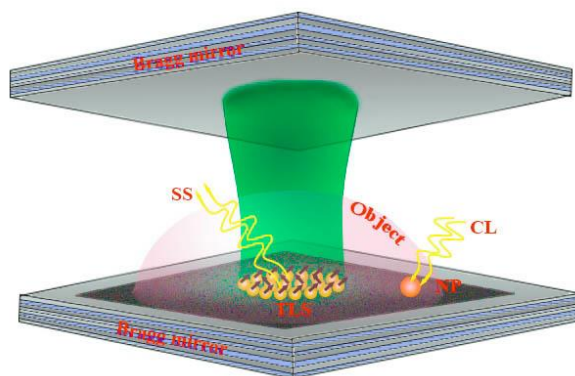


Рис. 1. Схема измерения локального изменения температуры образца, содержащий ансамбль КДС (TLS), наночастицу и объект. Изменение температуры предполагает нагрев наночастицы путем контролируемого лазерного облучения. Температура измеряется сверхизлучающим сигналом (SS) от ансамбля КДС, который появляется из-за фазового перехода

Две термодинамические фазы для экситон-поляритонов являются полезными для высокоточных измерений. Для этих целей выберем сверхизлучательное и нормальное состояния. Предположим, что эталонная температура близка, но не равна критической температуре фазового перехода  $T_c$ , а также плотность возбуждения близка к безинверсионному состоянию. В этом случае система близка к сверхизлучательному состоянию и оказывается возможным произвести оценку температуры путем подсчета числа фотонов резонатора  $N_\lambda = N\lambda^2$  покидающих образец с энергией, соответствующей нижней поляритонной ветви, которая связана с тепловым сдвигом  $\Delta(T)$ . Этот фазовый сдвиг исчезает с увеличением температуры, что может быть достигнуто путем нагрева наночастицы, находящейся в образце.

Можно показать, что оценка чувствительности квантового термодатчика характеризуется величиной  $\Delta(T)_{SQL}$  и зависит не только от числа испустившихся фотонов, но и от числа ДКС, что может соответствовать пределу Гейзенберга [8,9] для рассматриваемых измерений, точнее

$$\Delta(T)_{SQL} = \frac{T_c}{N^{1/2}_{0,ph} N^{\frac{2-\alpha}{2}}}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – критический показатель удельной теплоемкости второго порядка. Критическая температура  $T_c$  СФП варьируется в широких пределах, вплоть до комнатных температур, в зависимости от материала полупроводниковой микроструктуры. С практической точки зрения удобнее использовать двухмодовую схему взаимодействия двухуровневых квантовых систем со световыми полями для датчика температуры, где первая мода действует как поле накачки, а вторая является (чисто квантовой) модой резонатора [10-12].

Предложен квантовый температурный датчик, основанный на основе явления сверхизлучения КДС взаимодействующий с внешним квантованным полем. Получены уравнения, характеризующие связь основных термодинамических величин, таких как химический потенциал, параметр порядка, температура и т. д. Измерение температуры осуществляется посредством фазового перехода второго рода в сверхизлучающее состояние для поля резонатора, которое вызывает тепловой фазовый сдвиг. Важным результатом данной работы является оценка температурной чувствительности, которая определяет погрешность при измерении температуры на сверхизлучательном фазовом переходе. Предсказано, что данная оценка может быть улучшена до предела Гейзенберга. Численные оценки погрешности температуры, подтверждают тот факт, что параметр порядка чувствителен к температуре и может использоваться для точного измерения температур. В пределе малой плотности возбуждения происходит фазовый переход с экситон-поляритонами поэтому становится возможным достигнуть точности измере-

ния температуры вплоть до мК и выше, что будет полезно для сверхточных измерений. Улучшение этого предела требует использования неклассических состояний поля.

Работа поддержана грантом РФФИ No 19-52-52012.

#### Список литературы

1. C. Dargen, F. Reinhard, C. P, *Reviews of Modern Physics*, 89, (2017) 035002 (2017).
2. L. Pezzè, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, P. Treutlein, *Reviews of Modern Physics*, 90, (2018) 035005 (2018).
3. J. Fraden, *Handbook of modern sensors: physics, designs, and applications*, (2004).
4. Y. Yue, X. Wang, *Nano Reviews*, 3, (2012) 11586 (2012).
5. G. Kucsko, P. C. Maurer, N. Y. Yao, M. Kubo, H. J. Noh, P. K. Lo, H. Park, M. D. Lukin, *Nature*, 500, (7460) (2013) 54 (2013).
6. T. M. Stace, *Physical Review A* 82, (1) (2010) 011611 (2010).
7. J. Czajkowski, K. Pawłowski, R. Demkowicz-Dobrzanski, *New Journal of Physics* 21, (2019) 053031 (2019).
8. M. Mehboudi, A. Lampo, C. Charalambous, L. A. Correa, M., A. Garcia-March, M. Lewenstein, *Phys.Rev. Letts.*, 122, (2019) 030403 (2019).
9. F. Binder, L. A. Correa, C. Gogolin, J. Anders, G. Adesso, *Fundamental Theories of Physics*, (2019).
10. S. Gammelmark, K. Mølmer, *New Journal of Physics*, 13, (2011) 053035 (2011).
11. F. Binder, L. A. Correa, C. Gogolin, J. Anders, G. Adesso, *Theories of Physics*, (2019).
12. J. G. Bohnet, Z. Chen, J. M. Weiner, D. Meiser, M. J. Holland, J. K. Thompson, *Nature*, 484, (7392) (2012) 78 (2012)

# ДИНАМИКА АТОМОВ В ПОЛЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ УЧЕТЕ ДВИЖЕНИЯ И СТОЛКНОВЕНИЙ

К. А. Баранцев\*, Г. В. Волошин, А. Н. Литвинов

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29*

\*E-mail: kostmann@yandex.ru

В данной работе проведено теоретическое рассмотрение задачи о взаимодействии атомного ансамбля при конечной температуре с лазерным излучением, изменяющимся во времени. Рассматриваются методы решения квантового кинетического уравнения при использовании аппарата матрицы плотности в представлении Вигнера с учетом интеграла столкновений. Показано, что одновременный учет временной динамики и температурных эффектов приводит к существенному усложнению решаемой системы, а именно, возникает интегро-дифференциальная система с переменными коэффициентами. Исследовано несколько методов ее решения, описан случай возбуждения резонанса когерентного пленения населенностей в ячейке со щелочными атомами и буферным газом.

В настоящее время при интенсивном развитии транспортных систем задача улучшения точности навигации является весьма актуальной. Одними из основных элементов навигационных систем являются стандарты частоты, позволяющие синхронизовать время в разных точках пространства для создания пространственно-временной сетки. От стабильности стандартов частоты напрямую зависит точность определения координат объекта.

Сейчас рекордных стабильностей достигают квантовые стандарты частоты (атомные часы), эталоном частоты в которых является квантовый переход в атомах или ионах, охлажденных до сверхнизких температур (до нескольких мкК) и удерживаемых в магнито-оптических ловушках или оптических решетках [1,2]. При сканировании такого перехода лазерным излучением формируется опорный резонанс. Чем меньше ширина и больше амплитуда такого резонанса при сохранении прочих параметров, тем большей стабильности можно достичь.

Методы спектроскопии сверхвысокого разрешения, основанные на методе разнесенных осциллирующих полей, предложенном Н. Ф. Рэмси [3] для детектирования магнитного резонанса в молекулярных пучках, позволяют значительно сузить ширину опорного резонанса, а также уменьшить влияние световых сдвигов [4]. Суть этих методов заключается в воздействии на атомы последовательности лазерных импульсов, разделенных темновой паузой, в которой происходит свободная эволюция атомов. Такие методы были названы методами обобщенной рамсеевской спектроскопии [5].

Использование квантовых стандартов частоты на холодных атомах или ионах не всегда возможно ввиду громоздкости охлаждающих установок и сложности процесса охлаждения и удержания атомных ансамблей. Для установки на спутник используются малогабаритные квантовые стандарты частоты, в которых рабочим телом является газ в стеклянной ячейке при температуре от 30° С и выше. В таких стандартах в качестве опорного резонанса может быть использован, например, резонанс когерентного пленения населенностей [6] при двухфотонном возбуждении. Показано, что в стандартах на горячих атомах также могут быть использованы методы обобщенной рамсеевской спектроскопии [7], использующие импульсную накачку. Таким образом, возникает необходимость развития теории, описывающей поведение горячего атомного газа под действием нестационарного лазерного излучения.

Теоретическое описание методов обобщенной рамсеевской спектроскопии развито в работах [4,5], в которых атомы считались неподвижными. Для учета движения атомов, приводящего к доплеровскому и ударному уширениям, в большинстве работ предлагается переопределение скорости спонтанного распада. В работе [8] развита теория, описывающая атомную систему под действием произвольного периодического по-

ля. Для случая горячих атомов предложено решение задачи для разных скоростных групп атомов и дальнейшее интегрирование по скоростям. Однако, решение динамической системы уравнений для атомной матрицы плотности в общем случае представляет собой сложную вычислительную задачу в связи с наличием интеграла столкновений в правых частях уравнений, а аналитическое решение такой системы часто не представляется возможным без дополнительных упрощений.

В данной работе рассматриваются методы решения задачи описания атомного ансамбля под действием нестационарного лазерного излучения при учете движения атомов и столкновений. Атомы, взаимодействующие с излучением, находятся в среде буферного газа, не взаимодействующего с излучением. Для описания такой системы используется квантовое кинетическое уравнение для атомной матрицы плотности в представлении Вигнера [9], в котором феноменологически введены члены, описывающие спонтанный распад и столкновения. С математической точки зрения решается линейное интегро-дифференциальное уравнение следующего вида:

$$\frac{\partial \vec{\rho}(v, t)}{\partial t} = \hat{A}(v, t) \vec{\rho}(v, t) + \int_{-\infty}^{\infty} \hat{B}(v, v') \vec{\rho}(v', t) dv', \quad (1)$$

где  $\vec{\rho}(v, t)$  – искомая матрица плотности атомов, вытянутая в вектор-столбец,  $\hat{A}(v, t)$  – матрица системы уравнений, описывающая действие лазерного поля и процессы спонтанного распада,  $\hat{B}(v, v')$  – ядро интеграла столкновений,  $v$  – скорость атомов,  $t$  – время. Рассмотрены два метода решения: в первом методе сначала решается система (1) и далее ответ интегрируется по скоростям атомов; во втором методе сначала система (1) интегрируется по скоростям, а затем решается численно.

Рассмотрено применение описанных методов для расчета возбуждения резонанса когерентного пленения населенностей в газовой ячейке со щелочными атомами и буферным газом.

Исследование поддержано грантом Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук (проект МК-1452.2020.2).

#### Список литературы

1. C.W. Chou, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, D. J. Wineland, and T. Rosenband, Frequency Comparison of Two High Accuracy  $Al^+$  Optical Clocks // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, 070802, 2010.
2. H. Katori, Optical lattice clocks and quantum metrology // *Nat. Photon.* vol. 5, 203, 2011.
3. N.F. Ramsey, A molecular beam resonance method with separated oscillating fields // *Phys. Rev.*, vol. 78, p. 695, 1950.
4. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, C.W. Oates, et.al. Hyper-Ramsey spectroscopy of optical clock transitions // *Phys. Rev. A.*, vol. 82, 011804(R), 2010.
5. T. Zanon-Willette, R. Lefevre, R. Metzdorff, et.al. Composite laser-pulses spectroscopy for high-accuracy optical clocks: a review of recent progress and perspectives // *Rep. Prog. Phys.*, vol. 81, 094401, 2018.
6. E. Arimondo, G. Orriols // *Nuovo Cimento Lett.*, vol. 17, pp. 333-338, 1976.
7. M.A. Hafiz, G. Coget, M. Petersen, et.al. Toward a high-stability coherent population trapping Cs vapor-cell atomic clock using autobalanced Ramsey spectroscopy // *Phys. Rev. Appl.*, vol. 9, 064002, 2018.
8. V.I. Yudin, A.V. Taichenachev, M.Yu. Basalaev, Dynamic steady state of periodically driven quantum systems // *Phys. Rev. A*, vol. 93, 013820, 2016.
9. С.Г. Раутиан, Г.И. Смирнов, А.М. Шалагин, Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул / изд. «Наука». Новосибирск, 1979.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА ПУЧКОВ СВЕТА С НЕНУЛЕВЫМ ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

А. М. Вьюнышев<sup>1,2\*</sup>, Д. А. Иконников<sup>1</sup>, С. А. Мысливец<sup>1,2</sup>, М. Н. Волочаев<sup>1</sup>,  
В. Г. Архипкин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38

<sup>2</sup>Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет

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

\*E-mail: vyunishev@iph.krasn.ru

Сообщаются результаты экспериментального и теоретического исследования дифракции световых пучков, несущих орбитальный угловой момент на двумерной амплитудной решетке. Показано, что для данных пучков наблюдается аналог эффекта Тальбота для плоских волн с поправкой на то, что распределение интенсивности и фазы в плоскостях Тальбота имеет особенности, обусловленные орбитальным угловым моментом падающего излучения. Установлено, что суммарный орбитальный угловой момент светового поля, ограниченного областью объекта, а также в пределах периода дифракционной картины, в точности соответствует орбитальному угловому моменту падающего излучения. Показано, что в условиях эксперимента наблюдался предсказанный ранее эффект «восстановления», то есть выравнивания интенсивностей между центральной и периферийной областями в ближней зоне дифракции.

Структурированный свет является ключевым ресурсом фотоники, потенциал которого ещё предстоит раскрыть. Обычно под структурированным светом понимают нетривиальные распределения интенсивности и фазы в световой волне, которые могут приводить к его необычным характеристикам, и тем самым, способны преобразить эффекты взаимодействия света с веществом. Одним из ярких проявлений структурированного света являются пучки, содержащие фазовые сингулярности, известные также как *оптические вихри*. Особенностью таких пучков является наличие орбитального углового момента (ОУМ), который способен сообщаться веществу в процессе взаимодействия. С момента открытия [1], пучки с ОУМ нашли применение в области оптических манипуляций [2,3], имиджинге [4,5], системах распределения квантового ключа [6], и позволили реализовать скорость передачи данных свыше терабит в секунду в оптических коммуникациях за счет дополнительного мультиплексирования по ОУМ [7]. Решение ряда прикладных задач в области захвата и удержания объектов различной природы, высококачественной фотолитографии и структурирования вещества требует создание упорядоченных массивов пучков, в том числе, несущих орбитальный угловой момент. В связи с этим, представляется актуальной задача рассмотрения прохождения светового пучка с ОУМ через двумерную амплитудную решетку. Известно, что при прохождении плоской волны через периодическую решетку может наблюдаться эффект Тальбота, который заключается в периодическом самовоспроизведении изображения на расстояниях кратных длине Тальбота [8]. К настоящему времени эффект Тальбота хорошо изучен для пучков с плоским волновым фронтом и теоретически рассмотрен для пучков, имеющих фазовые сингулярности [9,10]. Экспериментально данный эффект наблюдался для пучков терагерцового диапазона [10,11] и одиночных фотонов ближнего ИК-диапазона [12]. В настоящем докладе сообщаются результаты экспериментальных и теоретических исследований эффекта Тальбота пучков света с орбитальным угловым моментом при дифракции света видимого диапазона на двумерной амплитудной решетке.

В результате работы установлено, что эффект Тальбота сохраняется для пучков с орбитальным угловым моментом, причем световое поле в первой плоскости Тальбота распадается на серию отдельных областей по числу отверстий в решетке. Каждая область содержит фазовые сингулярности, суммарный орбитальный момент которых равен орбитальному угловому моменту падающего излучения, при этом интенсивность имеет асимметричное угловое распределение в окрестности точек сингулярности.

При смене знака орбитального углового момента падающего света, наблюдаемая картина инвертируется. Установлено, что суммарный орбитальный угловой момент светового поля, ограниченного областью объекта, в точности соответствует орбитальному угловому моменту падающего излучения. В эксперименте наблюдался предсказанный ранее эффект «восстановления», то есть выравнивания интенсивностей между центральной и периферийной областями в ближней зоне дифракции. Полученные результаты могут оказаться востребованными при разработке устройств фотоники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00203).

#### Список литературы

1. P. Couillet, L. Gil, F. Rocca, Optical vortices // *Opt. Commun.*, vol. 73, pp. 403-408, 1989.
2. D. G. Grier, A revolution in optical manipulation // *Nature*, vol. 424, pp. 810-816, 2003.
3. S. H. Tao, X-C. Yuan, J. Lin, et al., Fractional optical vortex beam induced rotation of particles // *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7726-7731, 2005.
4. S. Wei, T. Lei, L. Du, et al., Sub-100nm resolution PSIM by utilizing modified optical vortices with fractional topological charges for precise phase shifting // *Opt. Express*, vol. 23, pp. 30143-30148, 2015.
5. Y. Kozawa, D. Matsunaga, S. Sato, Superresolution imaging via superoscillation focusing of a radially polarized beam // *Optica*, vol. 5, pp. 86-92, 2018.
6. M. Mirhosseini, O. S. Magaña-Loaiza, M. N. O'Sullivan, et al., High-dimensional quantum cryptography with twisted light // *New J. Phys.*, vol. 17, 033033, 2015.
7. J. Wang, J. Yang, I. Fazal, et al., Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing // *Nature Photon.*, vol. 6, pp. 488-496, 2012.
8. J. Wen, Y. Zhang, M. Xiao, The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics // *Adv. Opt. Photon.*, vol. 5, pp. 83-130, 2013.
9. S. Rasouli, D. Hebri, Theory of diffraction of vortex beams from 2D orthogonal periodic structures and Talbot self-healing under vortex beam illumination // *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 36, pp. 800-808, 2019.
10. I.A. Kotelnikov, O.E. Kameshkov, B.A. Knyazev, Diffraction of Bessel beams on 2D amplitude gratings – a new branch in the Talbot effect study // *J. Optics*, vol. 22, 065603, 2020.
11. B. Knyazev, O. Kameshkov, N. Vinokurov, et al., Quasi-Talbot effect with vortex beams and formation of vortex beamlet arrays, *Opt. Express* // vol. 26, pp. 14174-14185, 2018.
12. S. Schwarz, C. Kapahi, R. Xu, et al., Talbot effect of orbital angular momentum lattices with single photons // *Phys. Rev. A*, vol. 101, p. 043815, 2020.

# ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФАНТОМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЛУЧАЙНЫХ СПЕКЛ-КАРТИН СОЗДАВАЕМЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКОЙ

Н. Н. Давлетшин<sup>1\*</sup>, В. С. Сутормин<sup>2</sup>, А. М. Вьюнышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28*

\*E-mail: k\_davletshin@mail.ru

<sup>2</sup>*Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38*

Рассмотрено применение жидкокристаллической ячейки (ЖК-ячейка) для получения световых пучков со спекл-структурами, требуемыми для реализации фантомных изображений. Используемая ЖК-ячейка позволяет получать случайные пространственные распределения интенсивности, характеризующиеся низкой степенью взаимной корреляции. Реализовано восстановление фантомных изображений объекта, представляющего собой амплитудную маску, с использованием 4000 случайных реализаций спекл-структур.

Под фантомными изображениями (ФИ) часто понимается изображение объекта, полученное с использованием света, физически не взаимодействовавшего с объектом. Вместо этого одно световое поле взаимодействует с объектом, в то время как дополнительное световое поле падает на детектор минуя объект [1]. Необходимым условием получения фантомных изображений является наличие взаимных пространственных корреляций между используемыми пучками. Впервые идея о восстановлении изображения с помощью данного подхода была высказана Д. Н. Клышко [2].

На сегодняшний день основными проблемами метода получения фантомных изображений является увеличение отношения сигнал/шум изображения восстановленного объекта, а также упрощение технологии получения фантомных изображений. Решением первой проблемы может служить мультиплексирование квантовых фантомных изображений [3]. В этом случае создаются несколько восстанавливающих каналов для получения одновременно нескольких фантомных изображений. Наличие кросс-корреляций между отдельными каналами позволяет использовать их для улучшения качества восстановленного изображения.

Обязательным требованием получения ФИ является наличие пространственных корреляций между используемыми световыми полями. Изображения получаются путем восстановления функции пространственной корреляции между двумя световыми полями, иначе, *модами*, соответствующими используемым световым полям [4]. Для восстановления изображения объекта, как правило, используются световые поля со случайным распределением фазы или интенсивности. Случайное распределение интенсивности, которое образуется при взаимной интерференции когерентных волн, имеющих случайные распределения фаз или случайный набор интенсивностей принято называть *спекл-структурой* [5]. Для получения спекл-структур, требуемых для создания случайной статистики, а также для восстановления изображения объекта, часто используется вращающийся рассеивающий диск [6] или пространственный модулятор света [7]. Указанные устройства имеют свои преимущества и недостатки. Вращающийся рассеивающий диск не позволяет создавать абсолютно случайные распределения интенсивности, не повторяющиеся с течением времени, в то время как пространственный модулятор света имеет достаточно высокую стоимость и требует наличия вспомогательной аппаратуры.

В настоящем докладе сообщаются результаты по восстановлению фантомных изображений с использованием жидкокристаллической ячейки (ЖК-ячейка), в качестве элемента, позволяющего получать спекл-структуры с требуемыми пространственными и временными характеристиками. Показано, что спекл-структуры, получаемые с помощью ЖК-ячейки, характеризуются низкой степенью взаимных корреляций, что позво-

ляет использовать их для получения фантомных изображений. В эксперименте световое поле со спекл-структурами разделялось на опорный и восстанавливающий каналы с контролем наличия взаимных пространственных корреляций. В результате, после 4000 тысяч реализаций спекл-структур было получено фантомное изображение исследуемого объекта с сохранением геометрических пропорций.

#### Список литературы

1. Padgett, M. J. An introduction to ghost imaging: quantum and classical / M. J. Padgett, R. W. Boyd // *Phil. Trans. R. Soc. A.*, vol. 375, №. 2099, 10 p., 2017.
2. Фотоны и нелинейная оптика / Клышко Д.Н. // Москва, 259 с., 1980.
3. Балакин Д. А. Улучшение восстановления оптического изображения на основе мультиплексированных квантовых фантомных изображений / Д. А. Балакин, А. В. Белинский, А. С. Чиркин // *ЖЭТФ*, Т. 152. – В. 2, сс. 252–266, 2017.
4. Квантовое изображение / Колобов М. И. (ред.). – Springer Science & Business Media, 311 с, 2007.
5. Laser Speckle and Related Phenomena / Dainty J. C. (ed.). – Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York., 44 p, 1975.
6. Gatti, A. Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light / A. Gatti, M. Bache, D. Magatti, E. Brambilla, F. Ferri, and L.A. Lugiato // *Journal of Modern Optics*, vol. 53, № 5-6, pp 739-760, 2006
7. Shapiro, J. H. The physics of ghost imaging / J. H. Shapiro, R. W. Boyd // *Quantum inf. Process*, vol. 11, pp. 949-993, 2012



# КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ГОЛОГРАММЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИЕЙ ПУЧКОВ СВЕТА С ОРБИТАЛЬНЫМ УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

Д.А. Иконников<sup>1\*</sup>, А.М. Вьюнышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт Физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок д. 50, стр. 38

\*E-mail: ikonnikov@iph.krasn.ru

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

В данной работе предложен обобщенный метод контроля дифракции пучков с орбитальным угловым моментом с помощью квазипериодических голограмм. Экспериментально продемонстрировано, что предложенный аналитический метод позволяет контролировать количество и интенсивность максимумов дифракции, а также формировать дифракционные максимумы как с определенными орбитальными угловыми моментами, так и с их суперпозицией. Данный подход может использоваться для формирования как одиночных пучков так и регулярных и нерегулярных двумерных массивов.

В последнее время все больший интерес привлекают пучки света с орбитальным угловым моментом (ОУМ). Такие пучки применяются для оптических манипуляций (оптические пинцеты) [1-2], где угловой момент света превращается в момент частиц. Кроме того, поскольку, в зависимости от топологического заряда пучки с ОУМ могут считаться различными состояниями, и при этом состояния орбитального момента не зависят от длины волны или поляризации, то такие пучки могут позволить увеличить объем передаваемой информации. Благодаря этому, пучки света с ОУМ представляют интерес для таких областей как оптические манипуляции, оптические коммуникации [3-4] и др. Пучки света с орбитальным угловым моментом представляют собой пучки с азимутальной фазовой зависимостью  $e^{il\varphi}$  [5,6], где  $l$  – орбитальный угловой момент,  $\varphi$  – азимутальный угол. Обычно такие пучки получают путем наложения фазовой модуляции  $e^{il\varphi}$  на Гауссов пучок. В нашей недавней работе [7] был разработан и экспериментально продемонстрирован простой и эффективный аналитический метод формирования дифракционных картин. Такой подход позволяет сформировать дискретную дифракционную картину, состоящую из набора дифракционных максимумов фиксированного порядка, путем использования квазипериодической дифракционной решетки. Этот метод может быть распространен на случай дифракции световых пучков с ненулевым орбитальным угловым моментом. В настоящем докладе сообщаются результаты по дифракции света на генерируемых квазипериодических фазовых масках (голограммах) для получения структурированного света, в том числе с орбитальным угловым моментом.

Для создания светового пучка с заданными пространственными характеристиками на лазерный гауссовский пучок может накладываться фазовая модуляция (фазовая маска или, просто, – голограмма). Комплексная функция модуляции произвольной фазовой маски имеет вид:

$$t(\mathbf{r}, \varphi) = e^{-i\Phi(\mathbf{r}, \varphi)}, \quad (1)$$

где  $\Phi(\mathbf{r}, \varphi)$  – функция фазовой модуляции,  $\mathbf{r} \in (x, y)$  – радиус-вектор.

Функция фазовой модуляции двоичной голограммы может быть записана в виде

$$\Phi(\mathbf{r}, \varphi) = \Phi_0 + \Delta\Phi \operatorname{sgn} \left( \sum_n a_n \cos[G_n \mathbf{r} + l_n \varphi] \right), \quad (2)$$

Здесь  $\Phi_0$  – среднее значение фазы,  $\Delta\Phi$  – максимальное отклонение фазы от ее среднего значения  $\Phi_0$ ,  $a_n$  – амплитуда  $n$ -ой пространственной гармоники,  $G_n$  – модуль вектора обратной решетки,  $l_n$  – топологический заряд, обусловленный дефектом структуры,

а  $\text{sgn}(\psi) = |\psi|/\psi$  – функция знака аргумента  $\psi$ . Наличие топологических зарядов приводит к тому, что дифрагированное излучение приобретает фазовые сингулярности.

Рассчитанная по уравнению (2) фазовая модуляция двоичной голограммы загружалась на двумерный фазовый пространственный модулятор света (ПМС, PLUTO-NIR-011, Holoeye). Активная область ПМС освещалась гелий-неоновым лазером с длиной волны 543 нм. Получаемые дифракционные картины проецировались линзой на CCD-матрицу. Примеры расчетных и экспериментальных дифракционных картин показаны на рис. 1. Данный метод позволяет также формировать регулярные и нерегулярные двумерные массивы пучков, несущих определенные ОУМ.

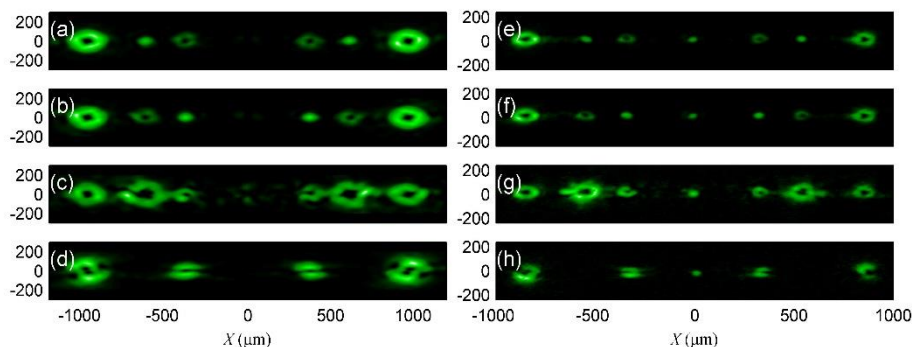


Рис. 1. Расчетные и экспериментальные картины дифракции.

В заключение, мы разработали и экспериментально продемонстрировали подход к формированию квазипериодических голограмм для управления дифракцией пучков с ненулевым орбитальным угловым моментом. Несмотря на ряд ограничений, развитый аналитический подход позволяет не только контролировать количество дифракционных максимумов в каждом порядке, их пространственные частоты и распределение интенсивности между ними, но также задавать значение орбитального углового момента для каждого максимума. Подход может использоваться для генерации как одиночных пучков, так и множества пучков с суперпозицией нескольких орбитальных угловых моментов. Развитый подход дает новые возможности для сингулярной оптики.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00203).

#### Список литературы

1. D. G. Grier. A revolution in optical manipulation // *Nature*, vol. 424, pp. 810-816, 2003.
2. M. J. Padgett and R. Bowman. Tweezers with a twist // *Nature Photonics*, vol. 5, pp. 343-348, 2011.
3. J. Wang, J.-Y. Yang, I. M. Fazal et al. Laguerre-Gaussian beam generated with a multilevel spiral phase plate for high intensity laser pulses // *Nature Photonics*, vol. 6, pp.488-496, 2012.
4. A. E. Willner, H. Huang, Y. Yan et al. Optical communications using orbital angular momentum beams // *Adv. Opt. Photon.*, vol. 7, P. 66106, 2015.
5. S. Fu, Y. Zhai, H. Zhou et al. Demonstration of free-space one-to-many multicasting link from orbital angular momentum encoding // *Opt.Lett.*, vol. 44, pp. 4753-4756, 2019.
6. Y. Shen, X. Wang, Z. Xie et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities // *Light Sci. Appl.* vol. 8, P. 90, 2019.
7. D. A. Ikonnikov, V. G. Arkhipkin and A. M. Vyunishev. Controlling multiple diffraction with quasiperiodic gratings // *Laser Physics Letters*, vol. 16, P. 126202, 2019.

# ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ЗАРЯД И ОРБИТАЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ АСИММЕТРИЧНЫХ ВИХРЕВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

А. А. Ковалёв<sup>1,2\*</sup>, В. В. Котляр<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
443001, Российская Федерация, Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151  
\*E-mail: alanko.ipsi@mail.ru

<sup>2</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва  
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

Рассмотрены некоторые виды асимметричных световых полей с оптическими вихрями и их свойства: асимметричные бездифракционные моды Бесселя и их суперпозиции, асимметричные параксиальные пучки Лагерра–Гаусса и Бесселя–Гаусса, а также вихревые пучки Эрмита–Гаусса. Получены формулы, описывающие распространение этих полей в свободном пространстве. Также получены формулы для их топологического заряда и орбитального углового момента и исследована их зависимость от некоторых видов искажений.

Лазерные пучки с оптическими вихрями интенсивно исследуются в настоящее время, так как применяются при решении многих оптических задач. Они применяются, например, в квантовой информатике [1] и криптографии [2], системах беспроводной связи [3], при передаче информации по волокну [4]. Для характеристики световых пучков используются многие их параметры, среди которых наиболее распространённые орбитальный угловой момент (ОУМ) [5] и топологический заряд (ТЗ) [6], или менее распространённые, например, индекс Пуанкаре [7] или эксцесс [8].

Для световых полей с цилиндрической симметрией ТЗ и ОУМ совпадают, но для несимметричных полей их надо вычислять отдельно. Для произвольного скалярного параксиального светового поля с комплексной амплитудой  $E(r, \varphi)$ , где  $(r, \varphi)$  – полярные координаты в поперечной плоскости, ОУМ  $J_z/W$  (нормированный на мощность) и ТЗ  $TC$  вычисляются следующим образом:

$$\frac{J_z}{W} = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} E^* (\partial E / \partial \varphi) r dr d\varphi}{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} E^* E r dr d\varphi}, \quad (1)$$

$$TC = \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \int_0^{2\pi} \arg E(r, \varphi) d\varphi. \quad (2)$$

В данной работе мы рассматриваем некоторые вихревые лазерные пучки, не обладающие радиальной симметрией (рис. 1): асимметричные бездифракционные моды Бесселя [9] и их суперпозиции [10], асимметричные параксиальные пучки Лагерра–Гаусса [11] и Бесселя–Гаусса [12], а также вихревые пучки Эрмита–Гаусса [13]. Для них ранее с помощью (1) нами были получены выражения для ОУМ.

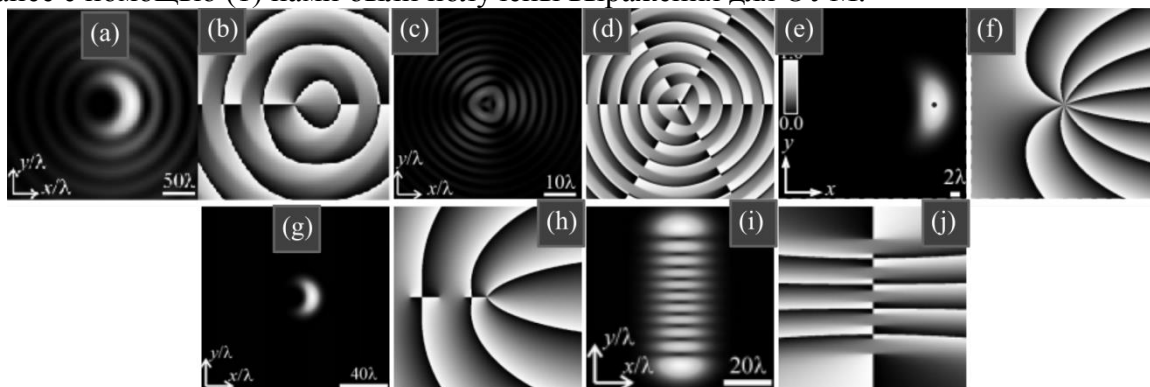


Рис. 1. Распределения интенсивности (a,c,e,g,i) и фазы (b,d,f,h,j) асимметричной моды Бесселя [9] (a,b), суперпозиции трёх асимметричных мод Бесселя [10] (c,d), асимметричных параксиальных пучков Лагерра–Гаусса [11] (e,f) и Бесселя–Гаусса [12] (g,h), а также вихревого пучка Эрмита–Гаусса [13] (i,j).

Например, для пучков из [9], [11], [13] соответственно равен:

$$\frac{J_z}{W} = n + \frac{cI_1(2c)}{I_0(2c)}, \quad (3)$$

$$\frac{J_z}{W} = n + \frac{2\text{Im}(x_0^*y_0)}{w_0^2} \left[ \frac{L_m^1(-2D)}{L_m(-2D)} + \frac{L_{m+n}^1(-2D)}{L_{m+n}(-2D)} \right], \quad D = \sqrt{\left(\frac{\text{Im}x_0}{w_0}\right)^2 + \left(\frac{\text{Im}y_0}{w_0}\right)^2}, \quad (4)$$

$$\frac{J_z}{W} = \frac{-2na}{1+a^2}, \quad (5)$$

где параметры  $c$ ,  $x_p$ ,  $y_p$ ,  $a$  определяют асимметрию соответствующего пучка.

Из приведённых выражений видно, что хотя разные пучки и основаны на вихревых пучках одного порядка  $n$ , с внесением асимметрии ОУМ изменяется по разным законам. Для ТЗ в данной работе аналитически с использованием (2) получены выражения и с их помощью установлено, что если известные вихревые лазерные пучки с радиальной симметрией (Лагерра-Гаусса и Бесселя-Гаусса) видоизменить с помощью комплексного смещения в декартовых координатах, то, в отличие от вида поперечного распределения интенсивности и ОУМ, ТЗ асимметричных пучков, напротив, остаётся таким же как у радиально-симметричных пучков, равным  $n$ . Для вихревого пучка Эрмита-Гаусса показано, что его ТЗ равен порядку полинома Эрмита с обратным знаком.

Таким образом, в данной работе для ряда вихревых лазерных пучков установлено, что ТЗ является их характеристикой, устойчивой к искажениям, приводящим к асимметрии распределения интенсивности и изменению орбитального углового момента.

Исследование поддержано Российским научным фондом №18-19-00595.

#### Список литературы

1. S. Li, X. Pan, Y. Ren, H. Liu, S. Yu, J. Jing. Deterministic generation of orbital-angular-momentum multiplexed tripartite entanglement // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 124, p. 083605, 2020.
2. M. Hiekkamaki, S. Prabhakar, R. Fickler. Near-perfect measuring of full-field transverse-spatial modes of light // *Opt. Express*, vol. 27, pp. 31456–31464, 2019.
3. S. Li, X. Li, L. Zhang, G. Wang, L. Zhang, M. Liu, C. Zeng, L. Wang, Q. Sun, W. Zhao, W. Zhang. Efficient optical angular momentum manipulation for compact multiplexing and demultiplexing using a dielectric metasurface // *Adv. Optical Mater.*, vol. 2020, p. 1901666, 2020.
4. A. Pryamikov, G. Alagashev, G. Falkovich, S. Turitsyn. Light transport and vortex-supported wave-guiding in micro-structured optical fibers // *Sci. Rep.*, vol. 10, p. 2507, 2020.
5. L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // *Phys. Rev. A*, vol. 45, p. 8185, 1992.
6. M.V. Berry. Optical vortices evolving from helicoidal integer and fractional phase steps // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 6, pp. 259–268, 2004.
7. J. F. Nye, J. V. Hajnal, and J. H. Hannay. Phase saddles and dislocations in two-dimensional waves such as the tides // *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 417, pp. 7–20, 1988.
8. G. Zhou, S. Feng, Y. Xu, and Y. Zhou. Beam propagation factor and kurtosis parameter of hollow vortex Gaussian beams: an alternative method // *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 36, pp. 1908–1916, 2019.
9. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, and V.A. Soifer. Asymmetric Bessel modes // *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 2395-2398, 2014.
10. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar, and A.P. Porfirev. Shifted nondiffractive Bessel beams // *Phys. Rev. A*, vol. 91, p. 053840, 2015.
11. A.A. Kovalev, V.V. Kotlyar, and A.P. Porfirev. Asymmetric Laguerre-Gaussian beams // *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 063858, 2016.
12. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, and V.A. Soifer. Asymmetric Bessel-Gauss beams // *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 31, pp. 1977-1983, 2014.
13. V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, and A.P. Porfirev. Vortex Hermite-Gaussian laser beams // *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 701-704, 2015.

# ГЕНЕРАЦИЯ ВИХРЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СЕКТОРНОЙ СПИРАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ НА ОСНОВЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА С СУБВОЛНОВЫМ ШАГОМ СПИРАЛИ

С.П. Котова<sup>1\*</sup>, Е.П. Пожидаев<sup>2</sup>, С.А. Самагин<sup>1</sup>, В.В. Кесаев<sup>2</sup>, А.М. Майорова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>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

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53

Представлены результаты формирования аксиально-симметричных вихревых световых полей с помощью изготовленной секторной спиральной пластины (СПП) на основе жидкокристаллического сегнетоэлектрика с субволновым шагом спирали, позволяющей обеспечить частоту переключения выше 2 кГц.

Увеличение скорости управления пространственными характеристиками световых полей является важной задачей современной фотоники. Частота модуляции фазовых пространственных модуляторов на основе нематических жидких кристаллов составляет несколько десятков Гц. Увеличение быстродействия возможно за счет ориентационных эффектов в жидкокристаллических сегнетоэлектриках (ЖКС) с субволновым шагом спиральной структуры, в частности, ориентационного эффекта Керра [1,2]. Особенностью эффекта является двусонная трансформация эллипсоида показателей преломления и поворот его главной оптической оси при приложении электрического поля, что не позволяет реализовать чисто фазовую модуляцию в ячейках с планарной ориентацией оси геликоида подложкам. Влияние амплитудной модуляции, возникающей из-за изменения состояния эллиптичности, на формирование вихревых световых полей с помощью ПМС на основе ЖКС было проанализировано нами ранее [3]. Результаты численного моделирования показали, что амплитудная модуляция не является значимой.

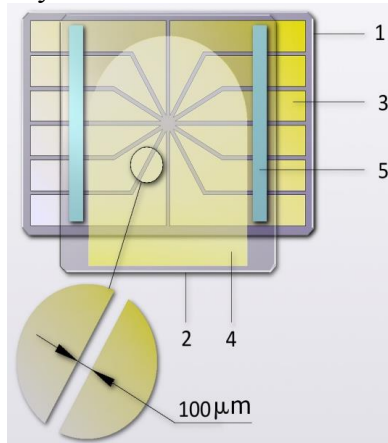


Рис. 1. Структура секторной спиральной фазовой пластины на основе планарно-ориентированного ЖКС: 1 и 2 – стеклянные подложки, покрытые электродами из ИТО; 12 электродов в виде секторов ИТО (3) на одной подложке и непрерывного электрода 4 на противоположной подложке; 5 – прокладки толщиной 50 мкм, определяющие толщину слоя ЖКС между подложками.

В данной работе представлены результаты исследований качества формирования аксиально-симметричных вихревых полей с помощью разработанной 12-секторной спиральной пластины (СПП) на основе планарно ориентированного ЖКС 587-F7 с субволновым шагом спирали  $< 100$  нм (рис. 1).

В экспериментах СПП освещалась линейно-поляризованным коллимированным пучком He-Ne лазера, электрический вектор которого был направлен вдоль оси геликоида. На ячейку подавалось знакопеременное питающее напряжение, его частота варьировалась от 100 до 4000 Гц. Для устранения искажений в картине распределения интен-

сивности, вызванных рассеянием при переходных процессах, длительность которых составляет около 150 микросекунд, использовался электрооптический затвор, синхронизованный с питанием СПП. После спиральной пластины в ряде экспериментов помещался линейный поляризатор, ось пропускания которого совпадала с направлениями оси геликоида и электрического вектора освещающего модулятор пучка.

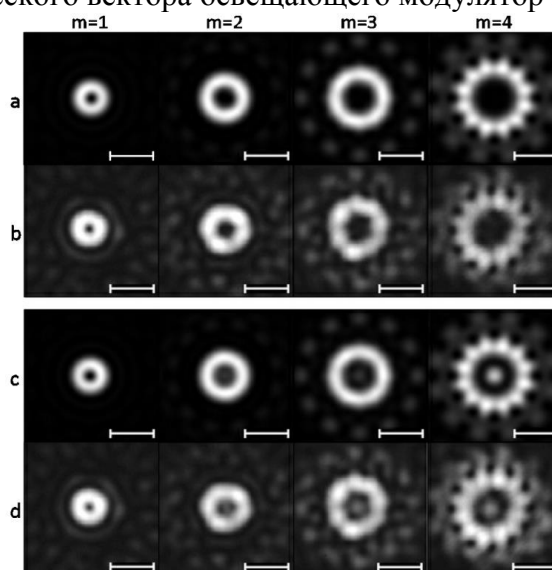


Рис. 2. Формирование аксиально-симметричных вихревых полей с топологическими зарядами  $m$  от 1 до 4: расчетные (a) и экспериментально измеренные (b) распределения интенсивности в дальнем поле в присутствии поляризатора; рассчитанные (c) и экспериментально измеренные (d) распределения интенсивности в дальней зоне без поляризатора. Измерения проводились при  $\lambda = 632,8$  нм, частоте управляющего напряжения 1 кГц и температуре 23°C.

На рисунке 2 представлены расчетные и экспериментально полученные распределения интенсивности световых полей с различным топологическим зарядом. Влияние сопутствующей модуляции состояния поляризации прошедшего света демонстрируется различием картин при наличии и отсутствии поляризатора после спиральной пластинки. Без поляризатора в центре картины виден небольшой максимум, увеличивающийся с ростом топологического заряда. Внесение поляризатора позволяет убрать пространственную неоднородность состояния поляризации и формировать световое поле, которое близко к расчетному. Световые потери при этом не превышают 10 %, что вполне допустимо во многих прикладных задачах. Время переключения формируемых полей определяется временем перестройки слоя ЖК при подаче напряжения, которое составляет в нашем случае 150 микросекунд. Такие скорости реконфигурации аксиально симметричных полей с помощью ЖК ПМС получены впервые.

Исследование поддержано РФФИ (гранты № 20-02-00671 и № 19-52-06005 МНТИ\_a).

#### 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, et.al. Light modulation in planar aligned short-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals // *Phys. Rev. E*, vol. 92, 062502, 2015.
3. S. Kotova, A. Mayorova, E. Pozhidaev, et.al. Spatial phase light modulator based on the ferroelectric liquid-crystals: possibility of the device construction // *EPJ Web of Conferences*, vol. 161, 01007, 2017.

# СВЯЗЬ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ, А ТАКЖЕ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ, С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ

Н. Л. Лазарева<sup>1,2,\*</sup>, Е. Ф. Мартынович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Иркутский филиал Института лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук,  
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а

\*E-mail: femto@bk.ru

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Иркутский государственный университет», 664003, Российская Федерация, Иркутск, ул. К. Маркса, 1

Экспериментально и теоретически исследованы возможности реализации пространственных распределений интенсивности фотолюминесценции в масштабах от  $10^{-7}$  до  $10^{-2}$  м в кристаллах высшей и средней категорий симметрии.

Основными временными характеристиками импульсов оптического излучения, возбуждающего фотолюминесценцию, являются их длительность  $\tau_i$  и время когерентности  $\tau_c$ . Для центров люминесценции важными временными характеристиками, определяющими взаимодействие света и вещества, являются постоянные времени энергетической  $T_1$  и фазовой  $T_2$  релаксации. Учитывая тензорный характер взаимодействия, следует отметить, что важное значение при исследовании картины пространственного распределения интенсивности люминесценции имеют симметрия и ориентация центров люминесценции в кристаллах, тип элементарного осциллятора, а также состояние поляризации возбуждающего излучения. Использовался метод парциальных ориентационных восприимчивостей в полуклассическом варианте теории взаимодействия света и вещества [1-3].

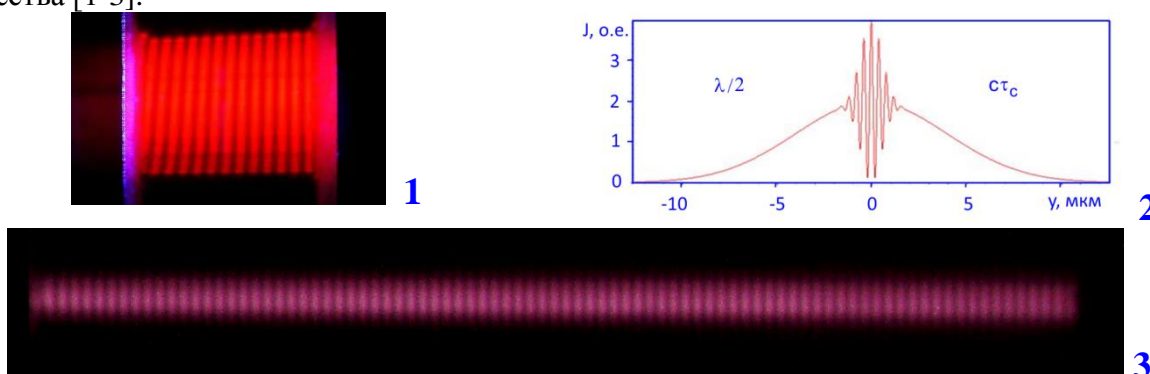


Рис. 1. Пространственное распределение интенсивности люминесценции при стационарном (1,3) и импульсном (2) возбуждении. Вверху –  $MgF_2$ , внизу –  $Al_2O_3$ .

Реализованы неоднородности следующих масштабов:  $\lambda/2$ ,  $\lambda/\Delta n$ ,  $c\tau_i$ ,  $c\tau_c$ ,  $cT_1$ ,  $cT_2$ ,  $c\tau_i/\Delta n$ ,  $c\tau_c/\Delta n$ ,  $cT_1/\Delta n$ ,  $cT_2/\Delta n$ , где  $\lambda$  – длина волны возбуждения,  $\Delta n$  – величина двулучепреломления кристалла,  $c$  – скорость света (рис. 1).

Исследование поддержано в рамках Программы РАН, раздел П.10.1, проект 0307-2016-0004 и грантом РФФИ № 19-32-90275.

## Список литературы

1. Е.Е. Martynovich, Е.Ф. Martynovich, S.I. Polityko. Spatial modulation phenomena in lasing media and saturable absorbers based on color centers crystals. // SPIE, vol. 1839, pp. 198-217, 1991.
2. Е.Ф. Martynovich. Luminescence, intrinsic photoeffect, and color-center conversion in anisotropic crystals under femtosecond laser excitation. Russian Physics Journal. Vol. 43, No. 3, pp. 193-204, 2000.
3. Е.Ф. Мартынович. Центры окраски в лазерных кристаллах. Иркутск, изд-во ИГУ, 227 с., 2004.



# ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ И АНАЛИЗ ВОЛНОВОДНОГО НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ДЕМОДУЛЯТОРА ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИСТЕМ РАДИОФОТОНИКИ

Г. Н. Николаев<sup>1\*</sup>, С. Л. Микерин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. акад. Коптюга, д. 1*

\*E-mail: nikolaev@iae.nsk.su

Предложена новая схема нелинейно-оптического демодулятора для широкополосных систем радиофотоники. Она основана на использовании сильной световой волны накачки наряду с сигнальной модулированной световой волной. Предлагаемая схема оказывается линейной по сигналу модуляции, что позволяет получить демодулированный сигнал без нелинейных искажений. Показано, что возможны три режима работы демодулятора. В линейном и экспоненциальном режимах квантовый выход демодулятора неограниченно растет при увеличении длины демодулятора и эффективной длины когерентности (в пренебрежении истощения волны накачки). Преимуществом предлагаемой схемы для сверхбыстрых радиофотонных систем является возрастание эффективности преобразования с увеличением модулирующей радиочастоты.

В основе радиофотоники лежит использование лазерного излучения, модулированного радиосигналом, в задачах приема, передачи и обработки информации [1]. Переход к радиофотонике обеспечивает помехозащищенность, информационную безопасность, широкополосность, снижение шумовых искажений при обработке сигнала, компактность аппаратной реализации. Это позволяет создавать радиочастотные устройства с параметрами, недостижимыми для традиционной электроники.

Для сверхбыстрых радиофотонных систем критически важными являются быстродействующие модуляторы и демодуляторы света. Эффективность работы таких существующих устройств резко падает после превышения их критической радиочастоты, которая для наиболее быстрых из них порядка 100 ГГц.

Нами предложен нелинейно-оптический демодулятор, эффективность которого растет с увеличением частоты модуляции сигнала. Конструктивно такой демодулятор представляет собой нелинейно-оптический планарный одномодовый оптический волновод внутри полосковой линии (Рис. 1).

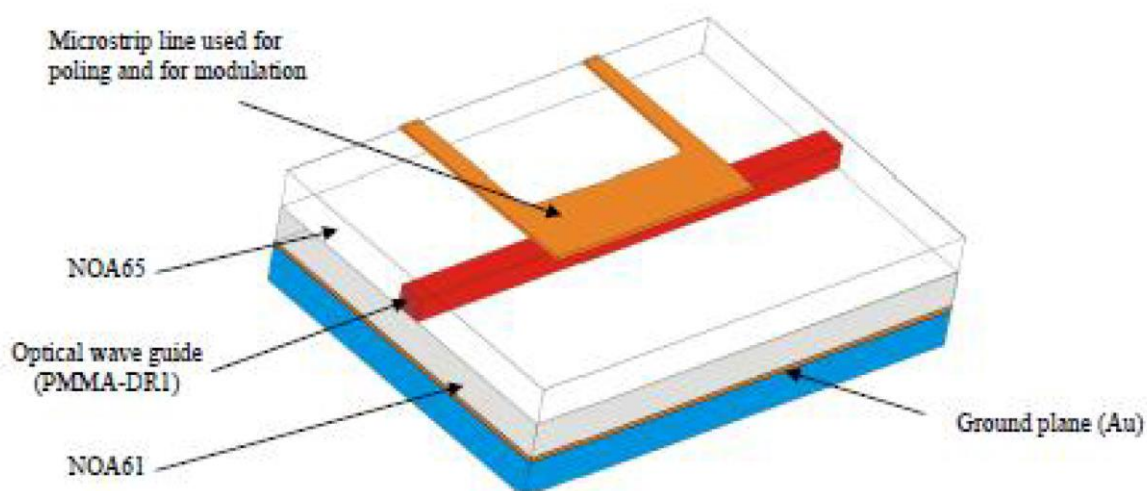


Рис. 1. Планарный нелинейно-оптический волновод с полосковой линией



На вход волновода подаются как модулированная сигнальная световая волна, так и существенно более интенсивная световая волна накачки, частота которой совпадает с несущей частотой сигнальной волны. В результате нелинейно-оптического взаимодействия этих волн образуется радиоволна, распространяющаяся вдоль полосковой линии в том же направлении. Благодаря тому, что интенсивность волны накачки намного превышает интенсивность сигнальной волны (а значит в процессе нелинейно-оптического преобразования может считаться постоянной), амплитуда радиоволны оказывается линейно связана с амплитудой модулированной световой волны. Поэтому в такой схеме демодуляции отсутствуют нелинейные искажения.

Теоретический расчет процесса нелинейно-оптической демодуляции проводился в приближении медленно меняющихся амплитуд. Поляризации всех волн считались линейными, ориентированными ортогонально планарному волноводу. В этом случае нелинейно-оптическое преобразование осуществляется за счет компонент тензора нелинейной восприимчивости 2-го порядка ядра оптического волновода, наибольших по величине. Для случая гармонической амплитудной модуляции сигнальной волны описание процесса демодуляции сводится к решению связанной системы 3-х линейных обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка.

Квантовая эффективность  $\eta$  предложенного нелинейно-оптического демодулятора может быть представлена в следующем виде:

$$\eta = \eta_0 |G| \sin^2 \left( \frac{z}{\sqrt{G} L_{NL}} \right)$$

где  $z$  – длина модулятора,  $L_{NL}^{-1} = \sqrt{32\pi^3 \frac{I}{n_\Omega n_\omega^2} \frac{\Omega}{\omega} \chi^{(2)}(0; \omega, -\omega) \frac{\omega}{c}}$  – нелинейная длина взаимодействия,  $G = 1/(g + q^2)$ ,  $\eta_0 = \left| 1 + \sqrt{k_-/k_+} \left( \chi_-^{(2)}/\chi_+^{(2)} \right) [A A_-^*/A^* A_+] \right|^2$ ,  $A, A_+, A_-$  – амплитуды волн накачки и модулированных компонент с частотами  $\omega, \omega + \Omega, \omega - \Omega$  и волновыми векторами  $k, k_+, k_-$  соответственно;  $\chi_+^{(2)} = \chi^{(2)}(-\Omega; -\omega, \omega + \Omega)$ ,  $\chi_-^{(2)} = \chi^{(2)}(-\Omega; \omega, -\omega + \Omega)$ ;  $g = \left\{ \chi_{1+}^{(2)}/(\chi_+^{(2)})^* - (k_-/k_+) \left[ (\chi_{1-}^{(2)})^* \chi_-^{(2)}/|\chi_+^{(2)}|^2 \right] \right\}$ ,  $\chi_{1+}^{(2)} = \chi^{(2)}(-\omega - \Omega; \omega, \Omega)$ ,  $\chi_{1-}^{(2)} = \chi^{(2)}(-\omega + \Omega; \omega, -\Omega)$ ,  $q = (v_g^{-1} - V_p^{-1})\Omega L_{NL}/2$ ,  $v_g$  и  $V_p$  – групповая скорость волны накачки и фазовая скорость радиоволны, а  $n_\omega$  и  $n_\Omega$  – показатели преломления на соответственных частотах.

При малых значениях аргумента функции  $\sin^2(x)$  квантовая эффективность  $\eta$  квадратично зависит от длины демодулятора  $\eta = \eta_0 \left( \frac{z}{L_{NL}} \right)^2$  и линейно растет с увеличением частоты модуляции  $\Omega$ . При отрицательных значениях  $G$  синус становится гиперболическим. Вследствие этого интенсивность радиоволны и квантовая эффективность процесса демодуляции экспоненциально увеличиваются с ростом длины демодулятора.

Исследование поддержано Министерством образования и науки РФ (проект "П.10.2.1. Фотоника микро- и наноструктурированных сред" № гос. регистрации АААА-А17-117060810014-9).

#### Список литературы

1. М.Е. Белкин, А.С. Сигов. Новое направление фотоники – сверхвысокочастотная оптоэлектроника // Радиотехн. и электроника, Т. 54, № 8, с. 901-914, 2009.

# ЗАПИСЬ ВОЛНОВОДОВ В КРИСТАЛЛЕ $\text{LiNbO}_3$ С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Р. С. Пономарев<sup>1\*</sup>, М. П. Смаев<sup>2</sup>, П. В. Карнаушкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет  
614990, Российская Федерация, Пермь, ул. Букирева, д. 15  
\*E-mail: kuperok2003@mail.ru

<sup>2</sup>Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева  
125047, Российская Федерация, Москва, Миусская площадь, д 9

В работе представлены результаты формирования и испытаний оптических волноводов, записанных в объеме кристалла ниобата лития с помощью фемтосекундного лазера. Был использован лазер с длиной волны 1028 нм с длительностью импульсов 180 фс и частотой их следования 15 кГц и двумя ортогональными поляризациями падающего излучения. В результате испытаний наименьшие оптические потери составили 2 дБ/см.

Формирование оптических волноводов для изготовления фотонных интегральных схем проводится с помощью фотолитографии, что позволяет получить большое количество одинаковых элементов за один технологический цикл. Этот метод подходит для серийного производства изделий, но для быстрого прототипирования единичных схем не годится ввиду высокой стоимости фотошаблонов и необходимости применения специализированного оборудования, установленного в чистой комнате. Для прототипирования фотонных интегральных схем было предложено записывать волноводы в кристалле с помощью серий ультракоротких лазерных импульсов, формирующих в объеме кристалла трек с измененным показателем преломления. Несколько треков, образующих подобие трубки, позволяют создавать волновод, в котором показатель преломления сердцевины сохраняется исходным, а стенки имеют повышенный показатель преломления и обеспечивают полное внутренне отражение при распространении света.

Схема установки для записи волноводов и фотография образца с подведенными оптическими волокнами приведены на рис. 1.

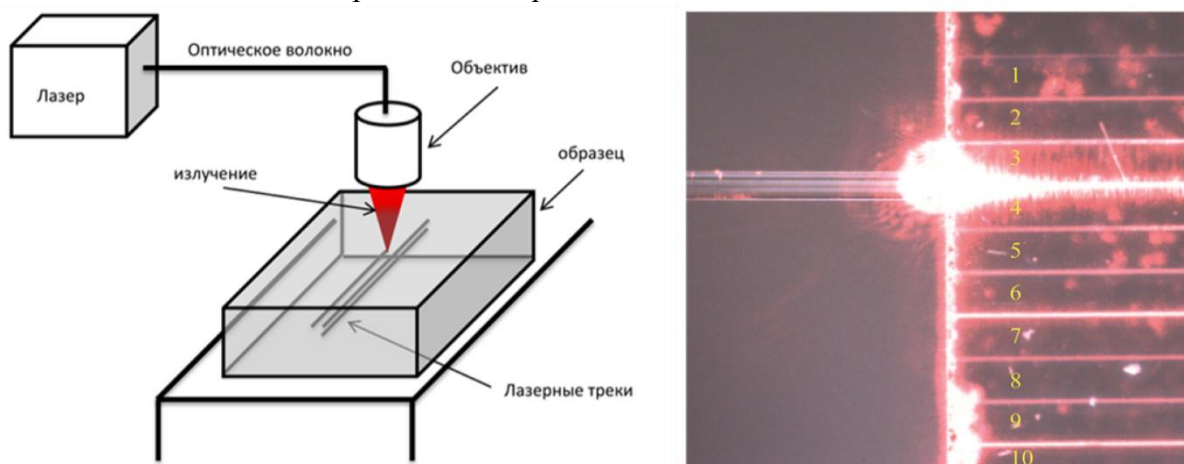


Рис. 1. Схема установки по записи волноводов (слева) и фотография чипа с записанными волноводами во время измерения оптических потерь

Для записи треков был использован лазер с длиной волны 1028 нм с длительностью импульсов 180 фс и частотой их следования 15 кГц, энергией в импульсе от 20 до 200 нДж и двумя ортогональными поляризациями падающего излучения. Наименьшие измеренные оптические потери в волноводе составили 2 дБ/см на длине волны 1550 нм.

## Список литературы

1. D.C. Deshpande et al. Investigation of femtosecond laser assisted nano and microscale modifications in lithium niobate // J. Appl. Phys., vol. 97, p. 074316, 2005.

# ЭНЕРГИЯ АКТИВАЦИИ ПОСТОЯННОГО ДРЕЙФА РАБОЧЕЙ ТОЧКИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ВОССТАНОВЛЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

А. В. Сосунов\*, Р. С. Пономарев, А. Б. Волынцев

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

\*E-mail: alexeisosunov@gmail.com

В данной работе проведен анализ влияния температуры на постоянный дрейф рабочей точки электрооптических модуляторов на основе ниобата лития. Расчет энергии активации постоянного дрейфа рабочей точки показал значительное улучшение стабильности характеристик исследуемых образцов с восстановленной структурой ниобата лития. Полученные результаты являются перспективными для повышения производительности устройств на основе оптических кристаллов.

Электрооптические модуляторы (ЭОМ) на основе ниобата лития (НЛ,  $\text{LiNbO}_3$ ) используются в различных оптоэлектронных системах при высокой скорости передачи данных, где требуется внешняя модуляция сигнала, поэтому ЭОМ является ключевым компонентом для модуляции интенсивности излучения [1]. Одной из фундаментальных проблем ЭОМ является дрейф рабочей точки из-за пьезоэлектрического эффекта. Чтобы улучшить поведение ЭОМ, необходим эффективный контроль и понимание процессов, происходящих при изменении температуры. В данной работе, проводился анализ влияния температуры на смещение рабочей точки на основе расчетов энергии активации постоянного дрейфа ЭОМ с восстановленной структурой НЛ. Ранее мы показали [2], что предварительный отжиг пластин НЛ приводит к восстановлению его структуры приповерхностного слоя, где формируются оптические волноводы и электроды. На основании полученных результатов были изготовлены экспериментальные образцы ЭОМ.

Энергия активации постоянного дрейфа рабочей точки на экспериментальных образцах с и без восстановления структуры НЛ составила  $E_{a1} = 0.79$  и  $E_{a2} = 0.42$  эВ, соответственно (рис. 1). Для того чтобы перевести систему в целом в неравновесное состояние необходимо приложить энергии в два раза больше, другими словами, стабильность системы повышается после восстановления структуры НЛ – постоянный дрейф рабочей точки снижается. Это происходит за счет меньшего количества заряженных дефектов в области канальных волноводов и электродов приповерхностного слоя НЛ.

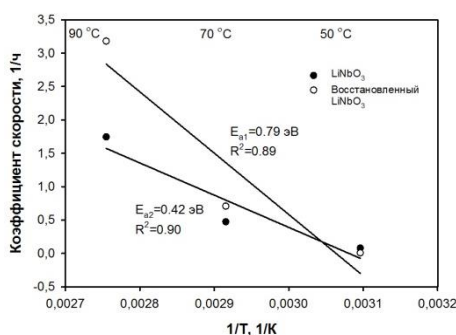


Рис. 1. Графики Аррениуса, характеризующие дрейф рабочей точки ЭОМ при изменении температуры.

Исследование поддержано в рамках программы развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства, договор № 13.G25.31.0004.

## Список литературы

1. G.L. Li, P.K.L. Yu. Optical intensity modulators for digital and analog applications // J. Lightwave Technol., vol. 21, pp. 2010-30, 2003.
2. A. Sosunov, R. Ponomarev and et. al. Effect of pre-annealing of lithium niobate on the structure and optical characteristics of proton-exchanged waveguides // Opt. Mat., vol. 88, pp. 176-180, 2019.

## АНАЛИЗ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СПИРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ СВЕТА

Д. В. Прокопова<sup>1,2\*</sup>, С. А. Кишкин<sup>1</sup>, С. П. Котова<sup>1</sup>, С. А. Самагин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский филиал ФИАН  
443011, Российская Федерация, Самара, ул. Ново-садовая, д. 221  
\*E-mail: prokopovadv@gmail.com

<sup>2</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева  
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

Развит голографический метод формирования спиральных пучков света. Рассмотрены случаи голограммы с симметричным и асимметричным профилем штриха решетки.

Спиральные пучки света – это особый класс световых полей, сохраняющих заданную структуру распределения интенсивности при распространении в пространстве и фокусировке за исключением масштаба и поворота [1-3]. Они обладают орбитальным угловым моментом. Распределения интенсивности спиральных пучков могут иметь различную форму. В работе [2] было найдено аналитическое выражение, позволяющее рассчитать комплексную амплитуду спирального пучка с интенсивностью в виде произвольной плоской кривой, заданной параметрически  $z(t)$ . Спиральные пучки света нашли применение в различных задачах: оптическая манипуляция микро- и нанообъектами, передача данных по классическим и квантовым каналам связи, создание трехмерных оптических наноскопов, распознавание и анализ контурных изображений. Среди известных методов генерации спиральных пучков наибольший практический интерес представляют голографические. В этом случае для формирования пучка потребуется всего один элемент – голограмма и может быть получена достаточно высокая дифракционная эффективность. Впервые голографический метод формирования спиральных пучков был рассмотрен в [3]. В [4] было предложено для получения оптических вихрей использовать голограммы с асимметричным профилем штриха, что приводит к увеличению эффективности по сравнению с использованием классических голограмм с симметричным профилем штриха.

Цель работы – развитие возможностей методов [3, 4] применительно к формированию спиральных пучков света в форме замкнутой кривой. Тестовые спиральные пучки имели форму распределения интенсивности в форме замкнутых кривых следующего вида: треугольник, окружность и «лампочка». Форма спиральных пучков выбиралась таким образом, чтобы распределения интенсивности спирального пучка в форме замкнутой кривой содержали плавно изгибающиеся линии и острые углы. В ходе моделирования были определены глубины модуляции фазового профиля голограмм, при которых наблюдается наибольшая эффективность формирования поля, а также величины глубины модуляции, при которых с голограмм восстанавливается поле наиболее близкое к исходному спиральному пучку (минимальное среднеквадратичное отклонение, наибольший структурный индекс). Расчет фазового профиля голограмм проводился при помощи разработанного оригинального программного обеспечения. Для формирования фазовых голограмм использовался жидкокристаллический фазовый пространственный модулятор света (ЖК ПМС) Holoeye 1080P (глубина модуляции фазы 2π, сторона пикселя – 8 мкм, разрешение 1920x1080 пк.). Восстановление голограмм проводилось коллимированным пучком твердотельного лазера на длине волны 532 нм. Схема экспериментальной установки для реализации и восстановления рассчитанных голограмм спиральных пучков приведена на рис. 1.

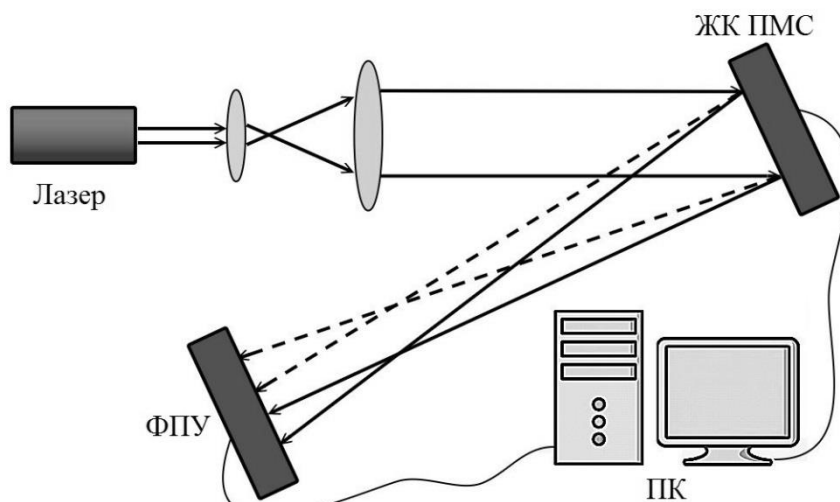


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

При формировании спиральных пучков голограммой с симметричным профилем штриха [3] максимальная эффективность по результатам моделирования  $\eta_{max}^{th} \sim 20\%$  (экспериментально полученное максимальное значение эффективности  $\eta^{ex} \sim 16\%$ ) наблюдается при глубине модуляции фазы  $\Delta\varphi = 1,5\pi - 1,9\pi$ . При глубине модуляции  $\Delta\varphi = 0,3\pi - 0,5\pi$  формируются пучки наилучшего качества, однако эффективность формирования пучка при этом крайне мала  $\eta \sim 2\%$ .

Эффективность преобразования при использовании голограммы с асимметричным профилем штриха [4] выше в  $\approx 2,3$  раза:  $\eta_{max}^{th} \sim 40\%$  ( $\eta^{ex} \sim 35\%$ ) при  $\Delta\varphi = 2\pi$ , наилучшее качество формирования пучка при  $\Delta\varphi = 1,4\pi - 1,6\pi$   $\eta^{th} \sim 30\%$  ( $\eta^{ex} \sim 20\%$ ). Все сформированные пучки проявляют свойства спиральных пучков света – сохраняют структуру распределения интенсивности, которое претерпевает поворот при фокусировке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 19-32-90078 и № 20-02-00671.

#### Список литературы

1. E. Abramochkin, V. Volostnikov Spiral-type beams: Optical and quantum aspects // Optics Communications, vol.125, №4, pp.302-323, 1996.
2. Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников Современная оптика гауссовых пучков, М.:Физматлит, 184 с., 2010.
3. К.Н. Афанасьев, С.А. Кишкин Формирование спиральных пучков при помощи фазовых голограмм // Известия Самарского научного центра РАН, Т.14, №4, с.184-188, 2012.
- 4 В.П. Аксенов, В.В. Венедиктов, А.А. Севрюгин, и др. Формирование оптических вихрей с помощью голограмм с асимметричным профилем штриха // Оптика и спектроскопия, Т. 124, №2, с. 275-279, 2018.

## МОДЕЛЬ ТГц СКАНЕРА ДЛЯ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ МАТЕРИАЛОВ

М. Ю. Реушев\*, С. Л. Никитин, Н. Н. Давлетшин

ФГБНУ Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр СО РАН»  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50  
E-mail: reuqem@mail.ru

Разработана модель сканера для проведения дефектоскопии материалов в ТГц диапазоне. В качестве зондирующего источника ТГц излучения использован молекулярный лазер с оптической накачкой с помощью волноводного CO<sub>2</sub> лазера, перестраиваемого в диапазоне длин волн от 9.4 мкм до 10.7 мкм. Для автоматизации процесса измерений разработана методика сканирования исследуемых образцов и обработки полученных данных в среде программирования LABVIEW с использованием микроконтроллера ArduinoUNO.

В последнее время, кроме широко используемых методов дефектоскопии, таких как акустических, рентгеновских, оптических находит распространение радиоволновая дефектоскопия субмиллиметрового (ТГц) диапазона. Одним из основных достоинств ТГц дефектоскопов являются их неразрушающее действие [1]. Кроме того, ТГц излучение является неионизирующим и процесс сканирования исследуемых образцов является безопасным для пользователя [2]. В последнее время, появилась возможность визуализации ТГц излучения, что позволяет усовершенствовать процессы диагностики и обнаружения дефектов, в том числе и в полупроводниковых интегральных схемах [3,4].

Экспериментальная установка сканера для бесконтактной дефектоскопии материалов в ТГц диапазоне состояла из источника ТГц излучения, моторизированной платформы для крепления образцов и устройства регистрации. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1.

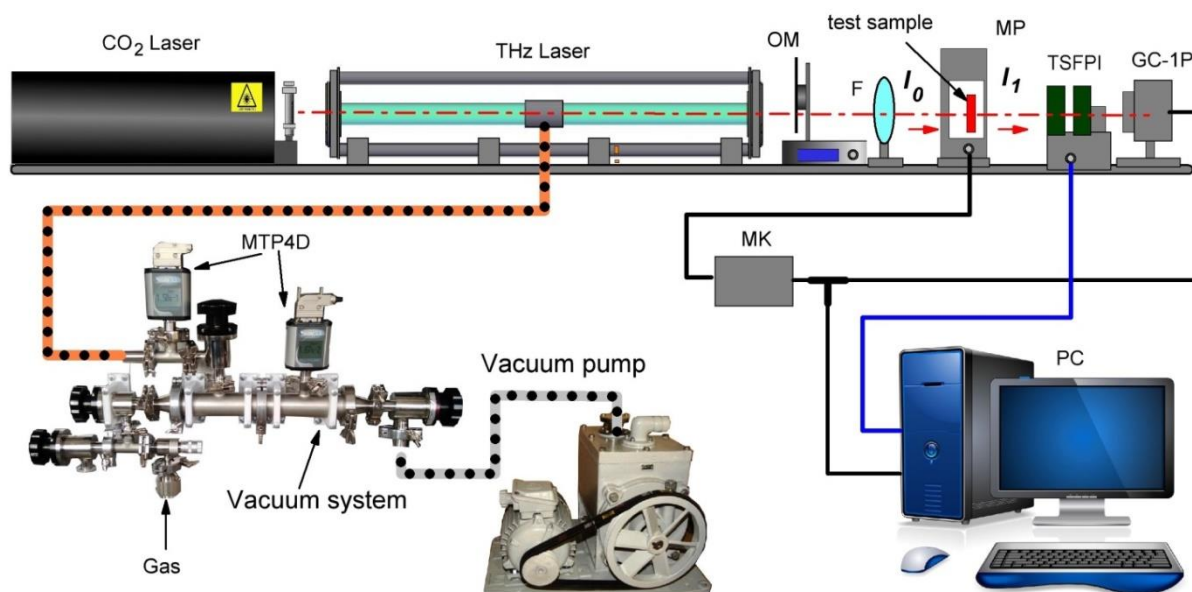


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

CO<sub>2</sub> Laser – перестраиваемый по частоте излучения волноводный CO<sub>2</sub> лазер; ТГц Laser – молекулярный ТГц лазер; OM – оптический модулятор; F – фокусирующая система; MP – моторизированная платформа с держателем для исследуемых образцов; TSFPI – ТГц сканирующий интерферометр Фабри – Перо; GC-1P детектор Голя; Vacuum system – вакуумная системы с датчиками давления MTP4D; Vacuum pump – вакуумный насос НВР-5Д; МК – микроконтроллер ArduinoUNO.

В ходе экспериментов была получена генерация ТГц лазера на 15 длинах волн в диапазоне от 96 мкм до 235 мкм с выходной мощностью порядка 1 мВт.

Для проведения дефектоскопических исследований была разработана методика автоматизации процесса поиска и визуализации дефектов на базе микроконтроллера

ArduinoUNO. К микроконтроллеру подключены шаговые двигатели, для перемещения предметного стола моторизированной платформы и детектор Голея, сигнал которого оцифровывается с помощью АЦП микроконтроллера и далее записывается в массив данных. Сам микроконтроллер подключен к компьютеру с предустановленным программным обеспечением (ПО).

В качестве ПО для управления микроконтроллером использовалась среда программирования LABVIEW, позволяющая создавать виртуальный прибор для полного контроля процессов. При этом, для работы с микроконтроллерами Arduino применялось программное обеспечение ArduinoIDE, позволяющее использовать готовые библиотеки для написания программы сканирования и регистрации сигнала. Использование виртуальной приборной панели позволяет управлять микроконтроллером в режиме online.

Блок-схема алгоритма программы работы сканера представлена на рис. 2.

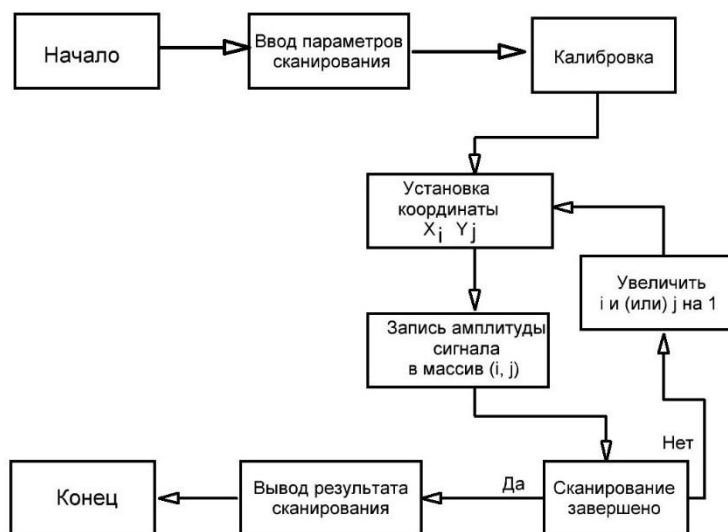


Рис. 2. Блок-схема алгоритма программы работы сканера

Результаты работы могут быть полезны при дефектоскопии диэлектрических покрытий, полупроводниковых интегральных микросхем и других применениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 18-02-00754.

#### Список литературы

1. P.H. Siegel. Terahertz Technology // IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol 50, pp. 910-917, 2002.
2. A. Rostami, H. Rasooli, H. Baghban. Terahertz Technology. Fundamentals and Applications // Lecture Notes in Electrical Engineering, p. 256, 2010.
3. B. B. Hu, M. C. Nuss. Imaging with terahertz waves // Opt. Lett., vol. 20, pp.1716-1718, 1995.
4. W. L. Chan, J. Deibel, D. Mittleman. Imaging with terahertz radiation // Rep. Prog. Phys. A, 70, pp. 1325–1379, 2007.

# РЕЗОНАНСНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК

А. М. Ромашкина<sup>1\*</sup>, В. Б. Новиков<sup>1</sup>, И. А. Родионов<sup>2,3</sup>, К. Н. Афанасьев<sup>2,4</sup>,  
А. В. Барышев<sup>2</sup>, Т. В. Мурзина<sup>1</sup>

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

\*E-mail: ram@shg.ru

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики имени Н.Л.Духова  
127055, Российская Федерация, Москва, ул. Суцневская, д. 22

<sup>3</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана  
105005, Российская Федерация, Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5

<sup>4</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН  
125412, Российская Федерация, Москва, ул. Ижорская, д. 13

Изучена генерация второй оптической гармоники и магнитооптический эффект Керра в одномерных магнитоплазмонных кристаллах, основанных на биметаллических плёнках золота/пермаллой, нанесенных на диэлектрическую дифракционную решетку. Обнаружено резонансное усиление и значительный магнитный контраст интенсивности второй оптической гармоники при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль интерфейса с ферромагнитным металлом.

Резонансные поверхностные состояния света в оптических микроструктурах представляют интерес в фотонике в связи с возможностью их использования для управления светом, создания сенсоров, локализации света на малых пространственных масштабах. В частности, резонансные оптические свойства поверхностных волн, распространяющихся на границе раздела металла и диэлектрика и известных как поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), оказываются весьма чувствительными к свойствам границы раздела этих двух материалов [1]. Так, при использовании в плазмонных структурах магнитных материалов становится возможным управлять спектральным положением плазмонных резонансов при помощи приложения внешнего магнитного поля. Такой подход реализуется в магнитоплазмонных кристаллах, представляющих собой периодические структуры из металла, диэлектрика и магнитного вещества, расположенного в области локализации поля ППП. В качестве магнитного вещества в таких структурах преимущественно используются магнитные диэлектрики, на поверхности которых формируется металлическая решётка, поддерживающая распространение поверхностных волн [2]. Вместе с тем резонансное усиление электромагнитных полей при возбуждении ППП сопровождается усилением нелинейных оптических эффектов, в частности, существенно влияя на генерацию второй оптической гармоники [3].

В данной работе исследуются линейный магнитооптический эффект Керра, а также его нелинейный аналог, при генерации оптической второй гармоники (ВГ) в магнитоплазмонных кристаллах, основанных на двойных пленках золота и ферромагнитного металла пермаллоя, нанесенных на диэлектрическую дифракционную решетку.

Отличительная особенность использованных в экспериментах кристаллов заключается в применении в качестве магнитного материала вместо объемного магнитного диэлектрика тонкой, толщиной 10 нм, пленки пермаллоя, придающей структуре магнитооптические свойства. Слой золота толщиной 80 нм, расположенный под пермаллоем, поддерживает распространение ППП. Слои металла наносились на диэлектрическую решетку с периодом 600 нм, сформированную на кварцевой подложке методом литографии (рис. 1 а).

Методом оптической спектроскопии отражения показано возбуждение в такой структуре ППП, проявляющихся как минимумы в спектрально-угловых зависимостях коэффициента отражения. Для этого были получены двумерные карты коэффициента отражения света в координатах: длина волны-азимутальный угол поворота структуры,



при фиксированном угле падения излучения  $22.5^\circ$ . Возбуждение ППП в рассматриваемых структурах возникает за счет дифракции света на их периодической решетке, позволяя выполнить условия фазового квазисинхронизма между тангенциальной компонентой падающей световой волны и возбуждаемого ППП. При этом структура поддерживает два типа резонансов, поверхностные волны которых локализованы на границах пленки золота с кварцевой подложкой и золота с пленкой пермаллоя. Показано, что эти резонансы могут возбуждаться как р-, так и s-поляризованным падающим светом, что обусловлено азимутальным поворотом структуры. Обнаружено резонансное усиление линейного экваториального магнитооптического эффекта Керра, достигающего  $3 \cdot 10^{-3}$  в спектральной окрестности ППП, которое было получено из спектров отражения света при противоположных направлениях приложенного к структуре внешнего магнитного поля напряженностью 3 кЭ, ориентированного перпендикулярно плоскости падения света.

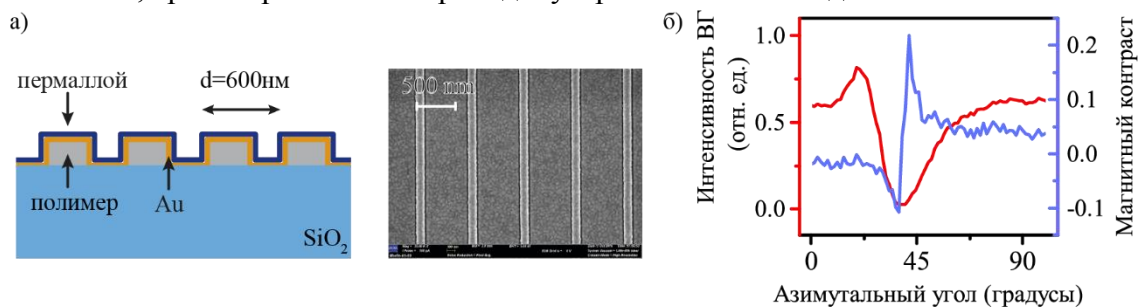


Рис. 1. а) Схема профиля структуры магнитоплазмонного кристалла и его РЭМ изображение, б) экспериментальные зависимости интенсивности второй гармоники (ВГ) и ее магнитного контраста от азимутального положения структуры, полученные при длине волны лазерной накачки 830 нм.

Параметры магнитоплазмонного кристалла и геометрии эксперимента были выбраны так, чтобы спектральное положение плазменного резонанса, при котором электромагнитное поле локализовано вблизи слоя ферромагнитного металла, находилось в области спектральной перестройки титан-сапфирового лазера, являющегося источником излучения накачки в наших экспериментах.

Обнаружено резонансное поведение интенсивности ВГ при азимутальном вращении структуры, связанное с возбуждением ППП и демонстрирующее Фано-подобную зависимость (рис. 1 б). Показано, что в спектральной окрестности резонанса ППП наблюдается резкое усиление магнитооптического эффекта Керра в азимутальной зависимости интенсивности ВГ, величина эффекта достигает 20%, что на два порядка превышает значение этого эффекта при линейном отражении света и связано с локализацией поля накачки при возбуждении ППП. Выявленные резонансные оптические эффекты в линейном и нелинейном магнитооптическом эффекте Керра для исследованных биметаллических магнитоплазмонных кристаллов демонстрируют возможность управления светом внешним магнитным полем с помощью полностью металлических магнитоплазмонных кристаллов, что обеспечивается, с одной стороны, хорошими магнитооптическими свойствами пермаллоя, а, с другой стороны, добротными плазмонными резонансами в пленке золота.

Исследование поддержано РФФИ, грант №19-02-00826. Образцы изготовлены с использованием материально-технической базы ЦКП Научно-образовательного центра «Функциональные Микро/Наносистемы» МГТУ им. Н.Э. Баумана (ID 74300).

#### Список литературы

1. L. Pang et al. Spectral sensitivity of two-dimensional nanohole array surface plasmon polariton resonance sensor // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91 (12), p. 123112, 2007.
2. V.I. Belotelov et al. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nature Nanotechnology*, vol. 6 (6), p. 370, 2011.
3. A.L. Chekhov et al. Surface plasmon-driven second harmonic generation asymmetry in anisotropic plasmonic crystals // *Physical Review B*, vol. 93 (16), p. 161405, 2016.

# ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ НАНОЧАСТИЦ В ПРОЗРАЧНОЙ ЖИДКОСТИ НА ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

М. В. Савельев\*, В. В. Ивахник

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П.Королева  
443086, Российская Федерация, Самара, Московское шоссе, д. 34

\*E-mail: belchonokenot@mail.ru

В работе проведено исследование пространственной селективности четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной среде, состоящей из жидкости и наночастиц, с учетом распределения частиц по размерам и действия на них силы тяжести.

Коллоидные растворы, суспензии наночастиц активно применяются для реализации различных нелинейно-оптических процессов. В частности, нерезонансный характер нелинейности в таких двухкомпонентных средах позволяет применять их в четырехволновых преобразователях (ЧВП) излучения [1–4] с использованием широкого диапазона длин волн для обращения волнового фронта в системах коррекции фазовых искажений в реальном масштабе времени. Волновой фронт всегда преобразуется с некоторой точностью, которая обусловлена степенью соответствия пространственно-временных структур падающей на преобразователь волны  $A_3$  (сигнальной) и волны  $A_4$ , отраженной им (объектной).

В работе [5] проведено исследование временных характеристик ЧВП излучения при условии, что сила тяжести, действующая на наночастицы со средним радиусом  $a_0$  пренебрежимо мала. Однако в коллоидных растворах энергия теплового движения молекул жидкости сравнима с энергией частиц в гравитационном поле [6], что может существенно повлиять как на временные, так и на пространственные характеристики ЧВП излучения.

Целью работы является анализ зависимости параметров, характеризующих пространственную селективность ЧВП излучения, от средних размеров наночастиц  $a_0$  и их среднеквадратичного отклонения  $\sigma$ .

Рассмотрено вырожденное четырехволновое взаимодействие со встречными плоскими волнами накачки  $A_1$  и  $A_2$  в горизонтальном слое нелинейной среды (рис. 1). На основе уравнения Гельмгольца и системы материальных уравнений, описывающей пространственные изменения температуры и концентрации внутри нелинейного слоя, получено выражение для пространственного спектра объектной волны, которое, в отличие от работы [5], учитывает поток силы тяжести, действующей на наночастицы.

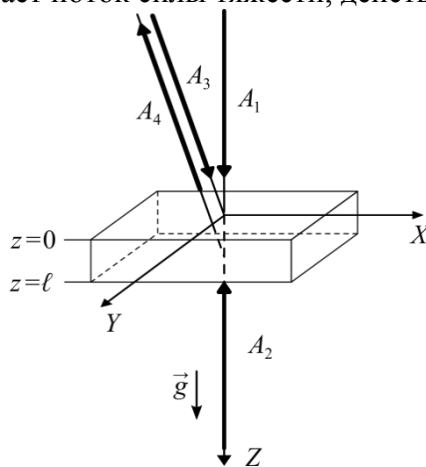


Рис. 1. Схема четырехволнового взаимодействия

Анализ пространственной селективности ЧВП излучения проведен для слоя воды при температуре 300 К, содержащего сферические частицы полистирола. В качестве сигнальной волны выбрана волна от точечного источника, расположенного на верхней

границы нелинейного слоя. Длина волны взаимодействующих волн 532 нм.

Показано, что учет дисперсности наночастиц ( $\sigma > 0$ ) не меняет характер изменения модуля пространственного спектра объектной волны. На высоких пространственных частотах величина модуля спектра увеличивается и достигает постоянного значения  $A_{max}$ . Вблизи нулевой пространственной частоты наблюдается максимум  $A_0$ , величина которого зависит от параметров, характеризующих распределение наночастиц по размерам, а также толщины нелинейного слоя.

Введен безразмерный параметр  $\xi$ , равный отношению  $A_0$  и  $A_{max}$ . Выделено три диапазона значений  $\xi$ , для которых характерны различные виды пространственного спектра объектной волны ( $\xi < 0,5$ ,  $0,5 \leq \xi \leq 2$  и  $\xi > 2$ ).

В первом диапазоне ЧВП излучения осуществляет фильтрацию высоких пространственных частот объектной волны [7]. Пространственная селективность характеризуется полушириной полосы пространственных частот  $\Delta k$ , вырезаемых ЧВП излучения из пространственного спектра сигнальной волны, определяемой по уровню  $A_{max}/2$  [5, 7]. С увеличением как среднего радиуса наночастиц, так и среднеквадратичного отклонения наблюдается рост  $\Delta k$ .

Если для наночастиц среды отношение  $\xi$  лежит в диапазоне от 0,5 до 2, модуль пространственного спектра объектной волны имеет вид «кольца». В этом случае пространственную селективность ЧВП излучения можно охарактеризовать радиусом  $k_{min}$  и шириной «кольца»  $\Delta k_1$  [5]. В зависимости  $\Delta k_1$  от  $\sigma$  наблюдается минимум, который смещается в область меньших значений  $\sigma$  с увеличением среднего радиуса наночастиц.

В диапазоне  $\xi > 2$  в модуле пространственного спектра объектной волны вблизи нулевой пространственной частоты наблюдается ярко выраженный максимум. Пространственная селективность в этом случае может быть охарактеризована полушириной максимума  $\Delta k_2$ , определяемой по уровню  $A_0/2$  [5]. При толщине нелинейного слоя 1 мм в диапазоне  $182 \leq a_0 \leq 198$  нм и  $1 \leq \sigma \leq 40$  нм полуширина максимума увеличивается с ростом среднего радиуса наночастиц и не зависит от среднеквадратичного отклонения.

#### Список литературы

1. C. Lopez-Mariscal, J.C. Gutierrez-Vega, D. McGloin, et al. Direct detection of optical phase conjugation in a colloidal medium // *Opt. Express*, vol. 15 (10), pp. 6330–6335, 2007.
2. A.F. Bunkin, M.A. Davydov, A.Yu. Ivochkin, et al. High-resolution four-wave mixing spectroscopy of suspensions: the mechanism of a Rayleigh-wing formation // *Laser Phys.*, vol. 24, art. no. 015702, 2014.
3. A.I. Erokhin, I.V. Smetanin, S.I. Mikhailov, et al. Spectral shifts of stimulated Rayleigh – Mie scattering in Ag nanoparticle colloid // *Opt. Lett.*, vol. 43 (7), pp. 1570–1573, 2018.
4. V.I. Ivanov, G.D. Ivanova, A.V. Myagotin. Four-wave mixing in the transparent nanosuspension // *Proceedings of SPIE*, vol. 11024, art. no. 110240Y, 2019.
5. К.Н. Альдебенева, В.В. Ивахник, М.В. Савельев. Влияние распределения частиц по размерам на характеристики четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*, т. 22, № 1, с. 4–9, 2019.
6. И.Н. Черепанов. О перераспределении примеси в коллоидных смесях // *Журн. техн. физ.*, т. 88, № 12, с. 1763–1770, 2018.
7. В.В. Ивахник, М.В. Савельев. Пространственно-временные характеристики квазивыврожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура // *Компьютерная оптика*, т. 39, № 4, с. 486–491, 2015.

## ВЫРАЩИВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Е.А. Симонова<sup>1\*</sup>, Н.Г. Кононова<sup>1</sup>, А.Б. Кузнецов<sup>1</sup>, А.Е. Кох<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН  
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Коптюга, 3*

\*E-mail: simonovakatherine1986@gmail.com, simonovaea@igm.nsc.ru

В работе представлены результаты экспериментов по изучению фазообразования в пятикомпонентной взаимной системе Na, K, Ba, V // O, F, поиску оптимального растворителя в исследуемых областях и выращиванию объемных кристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub>.

Кристалл  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> (ВВО) является одним из наиболее востребованных нелинейно-оптических кристаллов, оптимальным для генерации четвертой и пятой гармоник лазеров на неодиме (с длинами волн 266 и 213 нм, соответственно) [1]. Температура  $\alpha$ - $\beta$  фазового перехода составляет 925°C, поэтому выращивание монокристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> осуществляют из раствора в расплаве на затравку, вводимую сверху (TSSG – top seeded solution growth) [2].

Актуальной задачей, интенсивно решаемой во всем мире, является поиск новых растворителей, обеспечивающих максимальный коэффициент выхода и высокое оптическое качество кристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> [3].

Изучение фазообразования в пятикомпонентной взаимной системе Na, K, Ba, V // O, F проводили совокупностью методов физико-химического анализа: методом дифференциального термического анализа, модифицированным методом визуально-политермического анализа, методами спонтанной кристаллизации, твердофазного синтеза и рентгенофазового анализа. Фазовые реакции и фазовые равновесия, возникающие при выращивании монокристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> из раствора в расплаве, вписываются в пятикомпонентную взаимную систему из оксидов и фторидов натрия, калия, бария и бора.

На основании изученных фазовых равновесий в пятикомпонентной взаимной системе Na, K, Ba, V // O, F был проведен ряд экспериментов и осуществлен подбор режимов для роста кристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. Выращивание кристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> осуществляли в прецизионной нагревательной печи, обладающей высокой симметрией и стабильностью теплового поля [4]. Ростовые эксперименты проводили в условиях снижения температуры со скоростью от 0.3-1 град/сут при одностороннем вращении кристалла со скоростью 1-1.3 об/мин, вытягивании кристалла – 0.2-0.4 мм/сут. Режимы снижения температуры и скоростей вытягивания кристалла были подобраны в зависимости от характера поверхности ликвидуса, а также особенностей теплового поля ростовой установки. Длительность ростового эксперимента в различных опытах варьировала в широких пределах и составляла 40-55 суток.

Из раствора в расплаве массой 1200 г. в системе BaO – V<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – Na<sub>2</sub>O – (KF)<sub>2</sub> были выращены кристаллы ВВО (рис. 1). Максимальный размер кристалла составил 73 мм в диаметре и 30 мм в высоту, весом 248 г. Начальная температура роста составила 922 °C, температурный интервал кристаллизации – 102 °C. Коэффициент выхода 2 г/кг·°C.



Рис. 1. Фотография кристалла  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub>

Исследование поддержано РФФИ №18-08-01157 А.

#### Список литературы

1. Быков А.Б., Дозмаров В.В., Мельников О.К. Выращивание монокристаллов  $\beta$ -BaV<sub>2</sub>O<sub>4</sub> из фторсодержащих раствор-расплавов // Кристаллография, т. 39, с. 720-724, 1994.
2. Cheng L.K., Bosenberg W., Tang C.L. Growth and characterization of low temperature phase barium metaborate // J. Cryst. Growth, vol. 89, pp. 553-559, 1986.
3. Feigelson R.S., Raymakers R.J., Route R.K. Solution growth of barium metaborate crystals by top seeding // J. Cryst. Growth, vol, 97, pp. 352-366, 1989.
4. Kokh A.E., Kononova N.G. Crystal growth under heat field rotation conditions // Solid-State Electron, vol. 44, №5, pp. 819-824, 2000.

# ФОРМИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК ДЛЯ МИКРОБИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ СУПЕРПОЗИЦИИ КОГЕРЕНТНЫХ ПУЧКОВ

Б. В. Соколенко<sup>1\*</sup>, Н. В. Шостка<sup>2</sup>, Д. А. Полетаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского  
95007, Российская Федерация, Симферополь, пр-т. Академика Вернадского, д. 4

\*E-mail: simplexx.87@gmail.com

<sup>2</sup>Институт экономики и управления, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского  
295015, Российская Федерация, Симферополь, ул. Севастопольская, д. 21/4

В данной работе нами показан способ формирования пространственных оптических ловушек для бесконтактного неразрушающего удержания биологических частиц микронного размера. Генерация пространственно-структурированных пучков с захватом в область минимума интенсивности обеспечивается за счет интерференции нескольких когерентных пучков с управляемыми параметрами, включая состояние поляризации, углы наклона относительно выбранного направления, количество пучков и их радиус перетяжки.

Оптический захват и бесконтактное управление положением микрочастиц в пространстве играет важную роль в современных научных исследованиях как в индустриально-технической, так и медико-биологической сферах. Захват биологических частиц, оптическая плотность которых меньше, чем у окружающей ее среды, как и в случае, если их поверхность является сильно поглощающей, производится в минимум интенсивности. Данный вид взаимодействия оптического излучения и вещества обеспечивается благодаря силам фотофорезиса, а пучки, предназначенные для захвата частиц вышеуказанного типа, должны иметь локальные минимумы интенсивности, симметрично окруженные яркими участками. В оптике данный тип пучков известен как оптический вихрь и формируются за счет наличия фазовой сингулярности волнового фронта [1, 2]. Когерентные пучки, пространственное распределение интенсивности которых в поперечном и продольном сечении содержит чередующиеся максимумы и минимум, получили название «бутылочных» пучков [3]. Основой для формирования данной структуры является сингулярный пучок с минимумом интенсивности, окруженным областью максимума, в частности – ярким кольцом.

Реализация пространственного захвата и управляемых манипуляций с массивом биологических частиц захваченных в минимум интенсивности для достижения наименьшей степени разрушающего воздействия со стороны световой энергии в настоящий момент полностью не решена. Разработанный метод генерации пространственно-структурированных квазипериодических полей с использованием интерференции четырех и пяти гауссовых пучков позволил создать необходимые условия для формирования участков поля с «бутылочной» структурой [4], а особенности управления такими ловушками являются предметом настоящего исследования.

Рассмотрим распространение монохроматического наклонного гауссового пучка с длиной волны  $\lambda$  под некоторым малым углом  $\alpha$  к оси  $z$ , комплексная амплитуда вида которого будет описываться выражением (1):

$$E_{i,j}(x, y, z) = \frac{1}{1 - iz/z_0} \exp \left[ -\frac{(x + i\alpha z_0)^2 + (y + i\alpha z_0)^2}{\omega_0^2 (1 - iz/z_0)} \right] \exp(-\alpha^2 k z_0), \quad (1)$$

где  $z_0 = k_0 \omega_0^2 / 2$ ,  $\omega_0$  – радиус перетяжки пучка Гаусса и  $(x, y)$  – координаты пучка в плоскости  $z = 0$  амплитудного экрана. По определению, распределение интенсивности поля интерферирующих волн вида (1) описывается выражением (2):

$$I(x, y, z) = \sum_{i=1}^N |E_i|^2 + \sum_{i \neq j}^N E_i E_j, \quad (2)$$

представляющим сумму квадратов амплитуд и интерференционные члены пар пучков с индексами  $i, j$ , которые в нашем случае меняются от 1 до  $N$ , где  $N$  – число пучков. Как показано на (рис. 2), изменение параметров отдельных пучков ведет к преобразованию результирующей интерференционной картины, сказывающейся на размере и положении минимумов и, как следствие – перестройке геометрии оптической ловушки.

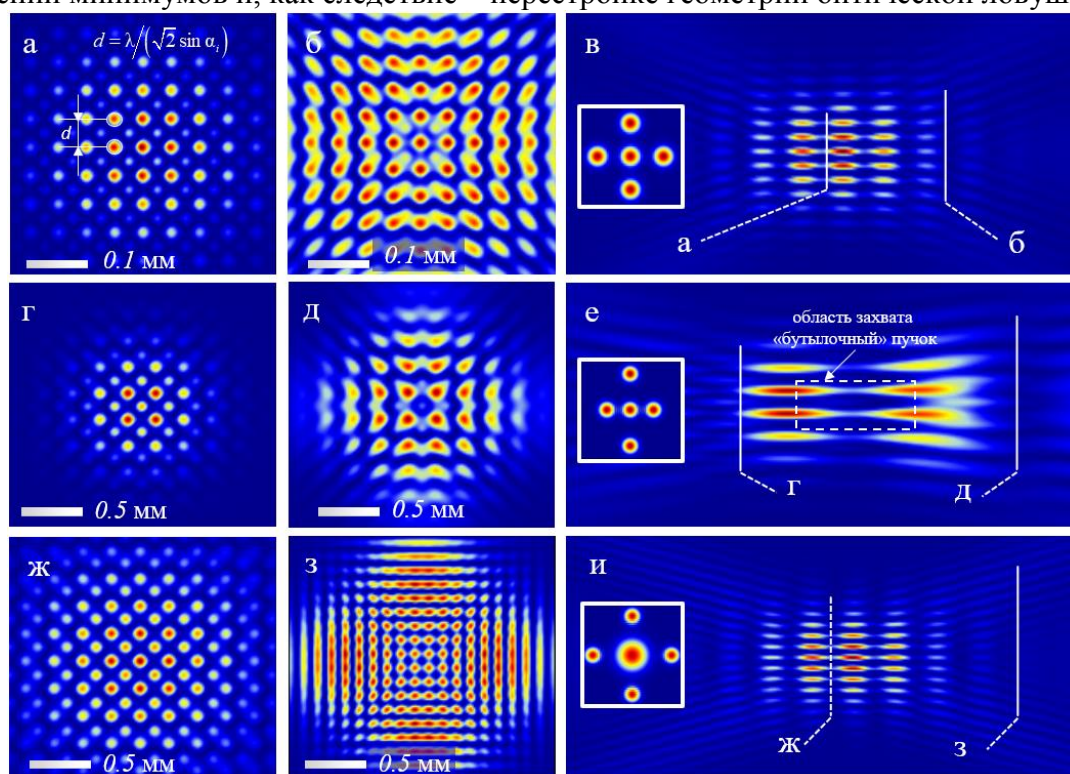


Рис. 1. Численно рассчитанные распределения интенсивности суперпозиции пяти пучков с равными углами  $\alpha = 3^\circ$  наклона периферических пучков (а – в; ж – и) и  $\alpha = 6^\circ$  (г – е); различными радиусами перетяжки боковых и центрального пучка (ж–и). Продольные срезы в плоскости  $(z, y)$  показаны на фрагментах (в, е, и). Перетяжки пучков в плоскости  $z = 0$  составляют 300 мкм и 500 мкм соответственно

При детальном рассмотрении области минимума интенсивности и ее фазы получены характерные винтовые дислокации волнового фронта, характерные для оптических вихрей. Переключение состояния одновременно всех ловушек в пучке обеспечивается наличием центрального пучка, распространяющегося строго вдоль оси оптической системы. Ловушки приобретают тип «открытая» при перекрытии центрального пучка и наоборот: «закрытие» ловушки обеспечивается наличием его вклада в интерференционную картину.

Исследование поддержано РФФИ № 19-42-910010, а также стипендиальной программой Президента Российской Федерации для молодых ученых (СП-745.2019.4).

#### Список литературы

1. A.D. Kiselev, D.O. Plutenko Optical trapping by Laguerre-Gaussian beams: Far-field matching, equilibria, and dynamics // *Physical Review A.*, vol. 94 (1), pp. 1-15, 2016.
2. N. Eckerskom, R. Bowman, R. Kirian, et al. Toward steering a jet of particles into an x-ray beam with optically induced forces // *Proceedings of SPIE. Optical Trapping and Optical Micromanipulation XII.*, vol. 9548, pp. 1-12, 2015.
3. N. Shostka, O. Karakchieva, B.V. Sokolenko Generation of the trapping light structures based on vector fields // *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 1124 (5), pp. 1-7, 2018.
4. V.G. Shvedov, C. Hnatovsky, N. Shostka, et al. Optical manipulation of particle ensembles in air // *Opt. Lett.*, vol. 37 (11), pp. 1934-1936, 2012.



# КВАНТОВАЯ МЕТРОЛОГИЯ НА МАКСИМАЛЬНО-ЗАПУТАННЫХ СОСТОЯНИЯХ СОЛИТОНОВ

Д. В. Царёв<sup>1\*</sup>, А. П. Алоджанц<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет ИТМО  
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49  
\*E-mail: dmitriy\_93@mail.ru

Работа посвящена задаче получения многочастичных максимально пространственно-запутанных состояний, т. н.  $N00N$ -состояний, для задач квантовой метрологии. Показано формирование  $N00N$ -состояний слабо-связанных материально-волновых солитонов БЭК в  $W$ -потенциале. Предложена схема прецизионной интерферометрии с полученными состояниями в качестве входных; показано преодоление стандартного квантового предела, достижение и преодоление предела Гейзенберга.

Современные науки и технологии предъявляют все растущие требования к точности измерительных приборов. Решением данной проблемы занимается квантовая метрология – раздел современной квантовой физики, предлагающий новые подходы к измерению и оценке физических параметров с предельной точностью, доступной в рамках современных квантовых технологий [1]. Основным инструментом квантовой метрологии остаётся прецизионная интерферометрия, т. е. измерение фазового сдвига в плечах интерферометра, однако выбор квантового состояния на входе интерферометра существенно влияет на достигаемую точность. Так, стандартным решением является использовать когерентное состояние лазерного источника в качестве входного, при этом точность интерферометрии ограничена стандартным квантовым пределом (СКП),  $\sigma \propto N^{-1/2}$ , где  $N$  – число частиц, участвующих в измерении. Ранее было экспериментально показано преодоление СКП при использовании в качестве входных состояний интерферометра неклассические сжатые или коррелированные состояния [2]. В этом случае возможно достичь следующего предела точности, известного как предел Гейзенберга,  $\sigma \propto N^{-1}$ , и даже преодолеть его методами нелинейной квантовой метрологии. Особое место среди таких состояний занимает максимально пространственно-запутанное  $N$ -частичное состояние, известное как  $N00N$ -состояние:

$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|N0\rangle + e^{i\theta}|0N\rangle).$$

Однако, получение таких состояний с большим числом частиц,  $N$ , остаётся нетривиальной задачей, на сегодняшний день экспериментально были получены фотонные  $N00N$ -состояния с  $N = 2$ , что совершенно недостаточно для квантовой метрологии.

Мы предлагаем получать  $N00N$ -состояния с  $N = 10^2 - 10^4$  с помощью слабо-связанных материально-волновых солитонов, формируемых в Бозе-конденсате, помещенном в  $W$ -потенциал [3]. В случае, если ловушки, формирующие  $W$ -потенциал, достаточно вытянуты, такие солитоны имеют пространственную степень свободы. Это обстоятельство усложняет задачу метрологии, но в то же время открывает новые возможности для измерения [4,5].

Полный гамильтониан рассматриваемой системы из двух связанных конденсатов может быть записан в форме вторичного квантования, как

$$H = H_1 + H_2 + H_{int}, \quad (1a)$$

где  $H_j$  – гамильтониан уединенного конденсата  $j$ -й ямы, тогда как  $H_{int}$  – гамильтониан их взаимодействия:

$$H_j = \int_{-\infty}^{\infty} a_j^+(x) \left( -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{u}{2} a_j^+(x) a_j(x) \right) a_j(x) dx; \quad (1б)$$

$$H_{int} = \kappa \int_{-\infty}^{\infty} (a_1^+(x) a_2(x) + a_2^+(x) a_1(x)) dx. \quad (1в)$$

Здесь параметр  $u$  характеризует двухчастичное взаимодействие атомов в конденсате (керровскую нелинейность);  $\kappa$  определяет скорость туннелирования между ямами. В приближении Хартри можно представить основное состояние системы в виде:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} (\Psi_1(x) a_1^+(x) + \Psi_2(x) a_2^+(x)) dx \right]^N |0\rangle, \quad (2)$$



где  $|0\rangle = |0\rangle_1|0\rangle_2$  – двухмодовое вакуумное состояние,  $\Psi_j(x)$  – волновые функции конденсатов ловушек, приготовленных отдельно, т. е. при  $\kappa = 0$ . Для атомных сред с отрицательной длиной рассеяния соответствующие уравнения Гросса–Питаевского с гамильтонианом (1) допускают решения в форме светлых солитонов:

$$\Psi_j = \frac{N_j}{2} \sqrt{\frac{u}{N}} \operatorname{sech} \left[ \frac{N_j u}{2} (x - X_j) \right] e^{i\theta_j + iP_j(x - X_j)}, \quad (3)$$

где  $N_j$  – населенность и  $\theta_j$  – коллективная фаза  $j$ -го солитона,  $X_j$  и  $P_j$  – координата центра масс солитона и его одномерный импульс, соответственно. В действительности динамика системы может быть описана минимально необходимым набором из четырех параметров:  $\theta = \theta_2 - \theta_1$ ;  $z = (N_2 - N_1)/N$ ;  $\delta = X_2 - X_1$  и  $P = P_2 - P_1$ , т. е. разностями фаз и населенностей, расстоянием между центрами масс и относительным импульсом, соответственно. Усредняя (1) по состояниям (2) и интегрируя по всему пространству, можно записать функцию Лагранжа и получить из нее уравнения динамики вышеперечисленных вариационных параметров. Данные уравнения имеют нетривиальные стационарные решения, соответствующие запутанным состояниям, в том числе  $N00N$ -состоянию вида

$$|N00N\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|N0\rangle + e^{-iN\theta_0 + i\phi} |0N\rangle), \quad (4)$$

где

$$\theta_0 = \arccos \left[ -\frac{\frac{2\Lambda}{\pi} \cosh \left[ \frac{\pi P}{4\sqrt{\kappa\Lambda}} \right]}{\cos \left[ \frac{P\delta_0}{2} \right]} \right], \quad (5)$$

$\Lambda = u^2 N^2 / 16\kappa$  – основной управляющий параметр,  $\phi$  – линейный набег фазы в плечах интерферометра, см. подробнее в [3-5].

Оценка точности [1] интерферометрии с состоянием (4) показала, что при изменении  $\phi$  погрешность составляет  $\sigma_\phi = 1/N$ , т. е. достигается предел Гейзенберга [3]. Более того, поскольку в собственную фазу входят такие параметры, как  $\delta, P$  и  $\Lambda$ , они также могут быть измерены в таком эксперименте. Оценка точности в данном случае даёт  $\sigma \propto 1/N^3$ , т. е. в данном случае речь идёт о супер-гейзенберговской точности [4,5].

Данное исследование поддержано РФФИ №19-52-52012.

#### Список литературы

1. H.M. Wiseman, G.J. Milburn Quantum Measurement and Control Cambridge: Cambridge University, 459 p., 2010.
2. J.P. Dowling Correlated input-port, matter-wave interferometer: Quantum-noise limits to the atom-laser gyroscope // Physical Review A, vol. 57, p. 4736, 1998
3. D.V. Tsarev, S.M. Arakelian, Y.L. Chuang, R.K. Lee, A.P. Alodjants Quantum metrology beyond Heisenberg limit with entangled matter wave solitons // Optics express, vol. 26, pp. 19583-19595, 2018.
4. D.V. Tsarev, T.V. Ngo, R.-K. Lee, A.P. Alodjants Nonlinear quantum metrology with moving matter-wave solitons // New Journal of Physics, vol. 21, p. 083041, 2019.
5. Д.В. Царёв, Т.В. Нго, А.П. Алджанц Запутанные состояния атомных солитонов для квантовой метрологии // Известия Российской академии наук. Серия физическая, Т. 84, сс. 332-335, 2020.

## **Секция 2**

# **НАНОФОТОНИКА И МЕТАМАТЕРИАЛЫ**

# PHOTONIC APPLICATIONS OF COLLOIDAL QUANTUM DOTS, THEIR ASSEMBLIES AND COMPOSITES

Nikolai Gaponik<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Physical Chemistry, TU Dresden,  
01062 Dresden, GERMANY*

\*E-Mail: nikolai.gaponik@chemie.tu-dresden.de

This lecture will introduce main advantages of colloidal quantum dots as building blocks for the photonics. These materials are known and intensively investigated over at least 3 decades. Great progress in their applications for bio-imaging and for color-conversion made some of the nanomaterials of this family commercially available nowadays. However, several challenging questions, including maintaining of strong luminescence and stability under rigid conditions as well as the achievement of a high-performance from Cd-free nanocrystals are still in focus of interest in many research groups. I will provide basics and will overview the recent achievements in the polymer, all-inorganic and hybrid encapsulation of the light emitting nanocrystals, including “classical” CdSe- and CdTe-based quantum dots, as well as Cd-free and lead-halide perovskite nanomaterials. Our strategies allow for an adjustment of the nanocrystal loading, for designing emission color and for controlling form and thickness of the resulting composite. Some of the composites can be utilized as printable inks. The ease of handling and the superior stability make the resulting encapsulated composite materials attractive for various photonic and optoelectronic applications, among others as color converters in LEDs and displays.

# ФЛУОРЕСЦЕНТНАЯ НАНОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ КВАНТОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В ТВЕРДЫХ МАТРИЦАХ

А. В. Наумов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

<sup>2</sup>*Московский Педагогический Государственный Университет  
119991, ЦФО, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1.*

\*E-mail: [www.single-molecule.ru](http://www.single-molecule.ru)

Спектроскопия одиночных молекул и флуоресцентная наноскопия (Нобелевская премия по химии 2014 г.), предлагают широкий спектр возможностей для исследования фотофизических характеристик различных люминесцирующих нанообъектов и композитов на их основе. Кроме того, высокая чувствительность спектральных характеристик к параметрам локального окружения позволяет использовать квантовые излучатели в качестве эффективных зондов. Особенно перспективным представляется анализ пространственно-спектральных корреляций, совмещенный с измерением кинетики фотолюминесценции, временной динамики спектров, а также зависимости спектров от температуры, параметров лазерного излучения, внешних полей. Такой анализ может быть положен в основу техники многопараметрической флуоресцентной наноскопии одиночных квантовых излучателей.

В настоящем докладе обсуждается экспериментальная техника криогенной спектромикроскопии одиночных квантовых излучателей [1], а также ее применения для исследования фотофизических свойств коллоидных полупроводниковых квантовых точек (КТ) [2] и органических молекул (ОМ) [3].

Обсуждаются микроскопическая природа эффекта мерцающей фотолюминесценции одиночных КТ, результаты исследований эффектов локального поля [4], а также процессов спектральной диффузии и электрон-фононного взаимодействия в примесных полимерных средах с квантовыми точками и органическими молекулами. Приводятся результаты сравнительного анализа с данными, полученными другими методами (фотонное эхо, КРС, электронная микроскопия). [5] Продемонстрированы возможности техники трехмерной (3D-) флуоресцентной наноскопии, реализованной по схеме биспиральной аппаратной функции точечного источника света (DHPSF) с использованием инструментов адаптивной оптики [3, 6].

Работы поддержаны грантом РФФИ (20-03-00923), а также в рамках проекта Министерства науки и высшего образования «Лаборатория физики перспективных наноструктурированных материалов МПГУ».

## Список литературы

1. I.Y. Eremchev, M.Y. Eremchev, A.V. Naumov, Multifunctional far-field luminescence nanoscope for studying single molecules and quantum dots (50th anniversary of the Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences) // *Physics-Uspekhi*, 62, 3, pp. 294-303, 2019.
2. E.A. Podshivaylov, M.A. Kniazeva, A.A. Gorshchev, et.al. Contribution of electron-phonon coupling to the luminescence spectra of single colloidal quantum dots // *The Journal of Chemical Physics*, 151, 17, 174710, 2019.
3. A. Naumov, I.Y. Eremchev, A.A. Gorshchev, Laser selective spectromicroscopy of myriad single molecules: tool for far-field multicolour materials nanodiagnosics // *European Physical Journal D*, 68, 11, 348, 2014.
4. A.V. Naumov, A.A. Gorshchev, M.G. Gladush, et.al. Micro-Refractometry and Local-Field Mapping with Single Molecules // *Nano Letters*, 18, 10, pp. 6129-6134, 2018.

5. K.R. Karimullin, A.I. Arzhanov, I.Y. Eremchev, et.al. Combined photon-echo, luminescence and Raman spectroscopies of layered ensembles of colloidal quantum dots // *Laser Physics*, 29, 12, 124009, 2019.

6. D.V. Prokopova, E.N. Vorontsova, S.P. Kotova, et.al. Improving the Energy Efficiency of Diffraction Optical Elements for 3D Nanoscopy // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 83, 12, 1453–1458, 2019.

# МНОГОФОТОННЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КУБИТОВ

М.В. Бастракова\*, В. О. Муняев

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
603950, Российская Федерация, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23*

\*E-mail: mar.denisenko@gmail.com

Изучаются многофотонные переходы в системе связанных кубитов, вызванные сильным внешним периодическим полем. Показано, что если туннельное расщепление уровней кубитов мало, то резонансные условия переходов оказываются зависящими от константы связи. Результаты, полученные в рамках теории возмущений, подтверждаются численными расчетами с использованием квазиэнергетического представления. Проанализирована ширина резонансных линий в рамках резонансной теории возмущений и изучено влияние константы связи на условия возникновения целых и дробных резонансов.

Одной из моделей многоуровневой квантовой системы является два связанных кубита, которые имеют важную практическую значимость в области квантовых вычислений и являются актуальной темой на данный момент. Важной научной задачей является генерация и контроль перепутанных состояний (entanglement states), а также изучение многофотонных эффектов, возникающих за счет воздействия на систему электромагнитных управляющих полей (не резонансных относительно энергий кубитов). Известно, что в низкочастотном пределе система на периоде поля в основном эволюционирует адиабатически, за исключением относительно малых интервалов времени, когда происходит сближение уровней и между ними становится возможным туннелирование Ландау – Зинера. Подобная техника многофотонной спектроскопии используется для зондирования спектра энергетического уровня прибора при больших амплитудах возбуждения [1, 2], однако полная картина физических процессов в такой системе полностью не выявлена.

В работе для описания динамики и изучения многофотонных переходов использованы идеи квазиэнергетического представления [3], которое дает точные промежуточные состояния системы в переменном поле произвольной амплитуды и позволяет выявить особенности резонансных переходов. Теоретический анализ систем также был проведен в рамках теории возмущений (до третьего порядка малости), когда малым параметром считалась туннельная энергия кубитов. Аналитически были найдены условия возникновения многофотонных резонансов, что позволило объяснить результаты численного расчёта в рамках теории Флоке [3] и связать положение пиков с квазиэнергетической картиной уровней в сильном поле. Обнаружено, что для двух связанных кубитов на интерференционных картинах переходов при изменении параметров поля видны сдвиги на величину константы связи, что позволяет на эксперименте определить эту величину. Кроме того, при инвертировании системы кубитов наблюдается возникновение дробных резонансов, положение которых не чувствительно к параметру взаимодействия и происходят за счет виртуальных переходов с помощью промежуточных уровней. Данный эффект был подробно изучен в рамках резонансной теории возмущений и найдены ширины резонансов для главных и дробных интерференционных пиков.

Исследование поддержано РФФИ №20-07-00952.

## Список литературы

1. E. Il'ichev, S. N. Shevchenko, S. H. W. van der Ploeg, et.al. Multiphoton excitations and inverse population in a system of two ux qubits // *Phys. Rev. B*, vol 81, pp. 012506, 2010.
2. A. L. Gramajo, D. Domínguez, and M. J. Sánchez. Amplitude tuning of steady-state entanglement in strongly driven coupled qubits // *Phys. Rev. A*, vol. 98, pp. 042337, 2018.
3. J. H. Shirley. Two Theoretical Approaches in Solid-State Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy // *Phys. Rev.*, vol. 138, pp. B979, 1965.

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ МЕЗОРЕЗОНАТОРОВ В РЕЖИМЕ СЛАБОЙ И СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

А. В. Белоновский<sup>1,2\*</sup>, Я. В. Левитский<sup>2</sup>, К. М. Морозов<sup>1,2</sup>, М. А. Калитеевский<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Академический университет имени Ж. А. Алфёрова  
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8 к. 3  
\*E-mail: leha.s92.92@gmail.com

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет ИТМО  
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, пр. Кронверский, д. 49

<sup>3</sup>Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе  
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26

Продемонстрированы плоские гексагональные микрорезонаторы GaN, выращенные методом селективной газофазной эпитаксии. Методом низкотемпературной катодолюминесценции на сканирующем электронном микроскопе проводилось измерение спектров, на которых видно огромное расщепление Раби (порядка 100 мэВ). Описана теория структур, характерные размеры которых соответствуют нескольким длинам волн экситонного излучения в материале, а частотный интервал между собственными модами меньше или сопоставим с величиной расщепления Раби между экситонной и фотонными модами. Показано, что в таких резонаторах может формироваться особая конфигурация мод системы. В таких структурах существует мало мод с высоким фактором Парселла, что позволяет таким модам взаимодействовать с экситоном в режиме сильной связи. Показан теоретический расчет спектров излучения от таких структур.

Методом селективной газофазной эпитаксии были выращены плоские гексагональные микрорезонаторы с размерами в несколько микрон (рис. 1а.). Проводилось измерение спектров методом низкотемпературной катодолюминесценции на сканирующем электронном микроскопе. На полученных спектрах видно огромное расщепление Раби (порядка 100 мэВ) (рис. 1b,1c) [1]. Показано численное моделирование распределения интенсивности мод резонатора гексагональной формы. Некоторые моды могут иметь сильную пространственную локализацию, приводящую к сильному взаимодействию с экситоном и огромному расщеплению Раби.

Исходя из полученных экспериментальных данных была развита теория резонаторов, размеры которых занимают промежуточное положение между объемными материалами и микрорезонаторами. В таких структурах (мезорезонаторах) экситонная мода взаимодействует с ограниченным числом оптических мод системы. Для исследования эффектов в мезорезонаторах были построены модели простых полостей (квадратные, треугольные, шестиугольные, круглые) [2], имеющие размеры в несколько микрометров. Вычислены энергии собственных оптических мод для таких полостей. Рассчитано пространственное распределение напряженности электрического поля для собственных мод (рис. 1d). Найдены значения добротности и фактора Парселла для собственных мод мезорезонаторов (рис. 1e). Выявлено, что большинство мод характеризуются малым значением коэффициента Парселла. Однако очень небольшое число собственных мод имеют большие значения фактора Парселла и поэтому будут эффективно взаимодействовать с объемным экситоном в этих мезорезонаторах. Теоретически мы рассчитали долю экситонов в поляритонных модах, которая коррелирует с интенсивностью экситонного излучения, связанного с этими модами, для нескольких микрорезонаторов гексагональной формы.

Таким образом, мы получили вид зависимости вероятности излучения от собственных частот структуры. В качестве упрощенной модели, которая могла бы объяснить наблюдаемое поведение люминесценции от структурных микрополостей, мы провели анализ структуры поляритонной моды, используя гамильтониан в приближении вращающейся волны. На рисунке 1с и 1f показаны рассчитанные спектры излучения гексагональных мезорезонаторов. Видно расщепление люминесцентных пиков на энергии экситонного резонанса. Также расчет спектра люминесценции проводился по мето-

дике, описанной в работе [3], было рассмотрено полное состояние системы, которое описывается матрицей плотности  $\rho$ , а ее эволюция от времени уравнением Лиувилля:

$$\partial_t \rho = \mathcal{L} \rho \quad (1)$$

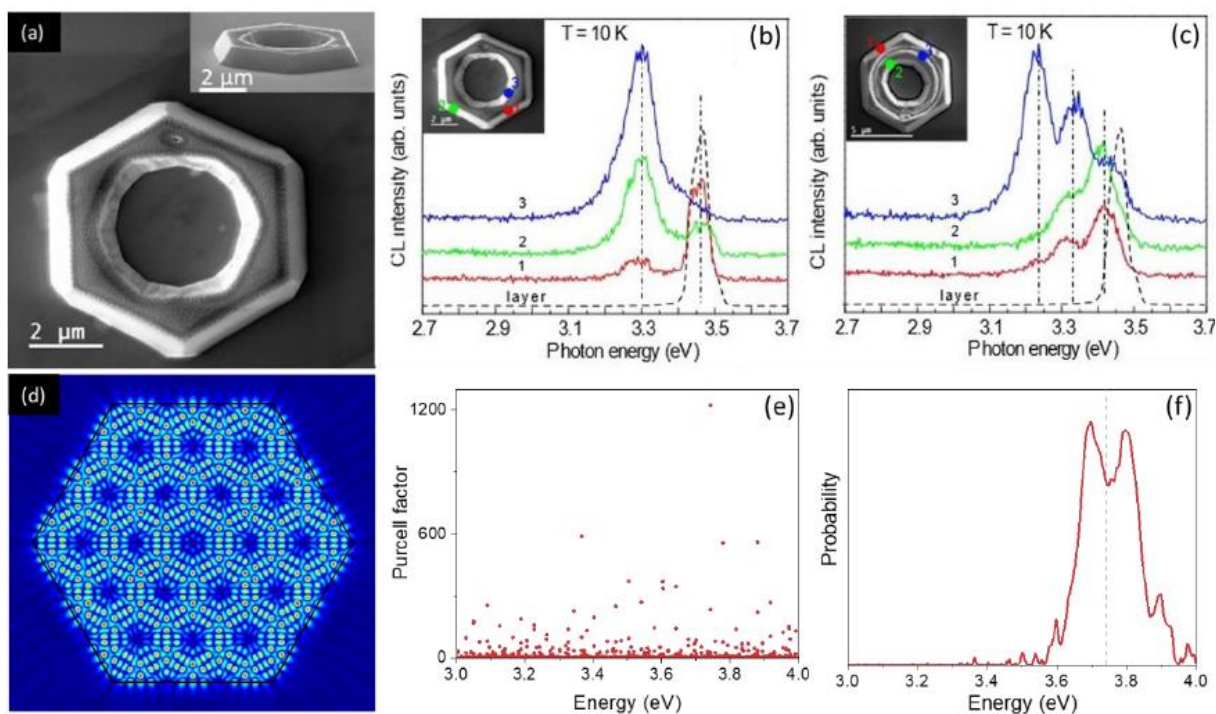


Рис. 1. (a) Изображения, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. (b-c) Спектры низкотемпературной катодолуминесценции при температуре 10 К для одиночного (b) и двойного (c) гексагональных резонаторов. (d) Распределение электромагнитного поля моды внутри гексагонального резонатора. (e) Распределение значений фактора Парселла по энергиям для собственных мод гексагонального резонатора. (f) Рассчитанный спектр излучения гексагональной мезополости. Штриховой линией показана энергия экситона.

Авторы выражают благодарность Российскому Научному Фонду (проект № 16-12-10503).

#### Список литературы

1. G. Pozina et al., Phys. Status Solidi A, 1862-6300, 2019.
2. A. V. Belonovski, I. V. Levitskii, K. M. Morozov, G. Pozina, M. A. Kaliteevski, Optics Express Vol. 28, Issue 9, pp. 12688-12698, 2020.
3. F. P. Laussy, E. del Valle, and C. Tejedor, Phys. Rev. B 79(23), 235325, 2009.



# ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОДЫ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ИЗ НАНОЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

В. С. Герасимов<sup>1,2\*</sup>, А. Е. Ершов<sup>1,2</sup>, Р. Г. Бикбаев<sup>3,2</sup>, С. П. Полюттов<sup>2</sup>, С. В. Карпов<sup>3,2</sup>

<sup>1</sup>Институт вычислительного моделирования СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок 50/44

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

\*E-mail: gerasimov@icm.krasn.ru

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

В данной работе исследованы гибридные моды, возникающие в двумерных массивах наночастиц алюминия вследствие взаимодействия решеточных мод и локальных мод отдельных наночастиц. Исследованы оптические свойства как бесконечных, так и конечных массивов. Показано, что подобных структурах наночастицы алюминия демонстрируют как электрический, так и магнитный резонансный оптический отклик.

В последние годы все больший интерес вызывают периодические структуры, состоящие из малых частиц различной формы. Такие частицы, расположенные в упорядоченной структуре, обладают уникальными оптическими свойствами, отличными от свойств изолированных частиц.

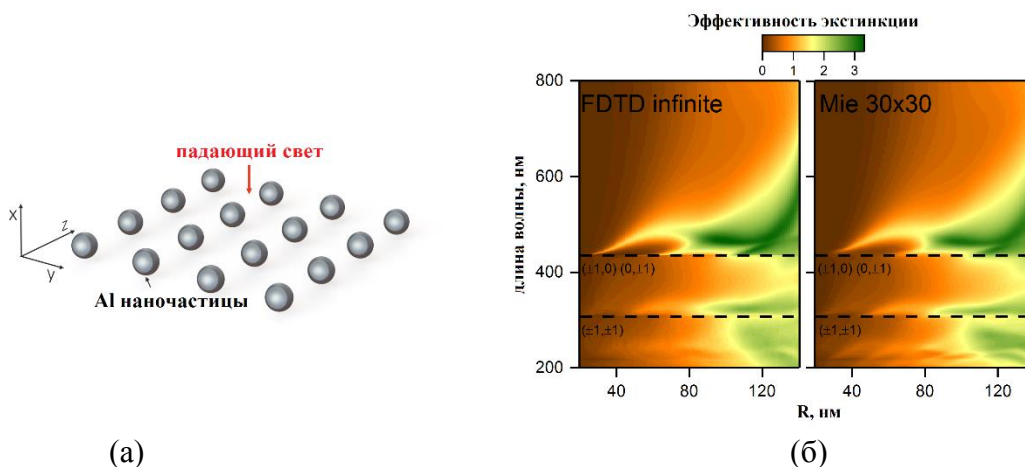


Рис. 1. (а) – схематичное изображение исследуемой структуры, (б) – спектры экстинкции бесконечных (слева) и 30x30 частиц (справа) массивов Al НЧ с периодом 290 нм для различных значений радиуса частиц, рассчитанных методом FDTD и обобщенной теории Ми. Черная пунктирная линия представляет различные порядки аномалий Рэлея.

В одиночных изолированных наночастицах под действием внешнего оптического излучения могут возбуждаться моды электромагнитного поля различных порядков. Например, для сферических частиц модами первого порядка являются электро- и магнитодипольные моды [1]. Возбуждение мод более высокого порядка (например, электрических и магнитных квадрупольных и октупольных мод) достигается как изменением геометрических размеров частиц, так и формы фронта падающей волны. Если частицы расположены в упорядоченной структуре, то взаимодействие локальных мод каждой отдельной частицы с коллективными модами всей структуры может привести к проявлению коллективного резонанса, впервые описанного Рэлеем и Вудом [2].

Для анализа сложной спектральной картины будем использовать обобщенную теорию Ми, которая позволяет получить разложение спектров экстинкции по сферическим гармоникам. Следует отметить, что обобщенная теория Ми позволяет рассчитать оптические свойства структур, состоящих из ограниченного числа частиц. В этом случае спектры экстинкции двумерной решетки могут быть искажены размерными эффек-

тами. Поэтому мы провели сравнительные расчеты спектров экстинкции бесконечной периодической решетки и решетки, состоящей из 30x30 частиц.

Результаты расчетов приведены на рис. 1b. Видно, что использование в моделировании массива частиц 30x30 позволяет с высокой степенью точности воспроизвести спектральные характеристики бесконечной решетки. Важно отметить, что хорошее согласие наблюдается не только для длин волн двумерных решеточных мод, но и для их амплитуд. Таким образом, мы можем использовать обобщенную теорию Ми для разложения мод двумерной решетки на сферические гармоники, минимизируя влияние на них размерных эффектов. Картина спектрального разложения (см. Рис. 2) является результатом взаимодействия локальных резонансов одиночных частиц с аномалиями Рэлея. Мода электрического поля  $E_{n=1}$  возбуждается в частицах с радиусом более 40 нм, в то время как  $E_{n=2}$  возбуждается в частицах с радиусом более 80 нм. Заметим, что возбуждение  $E_{n=3}$  возможно только в частицах с минимальным радиусом около 120 нм.

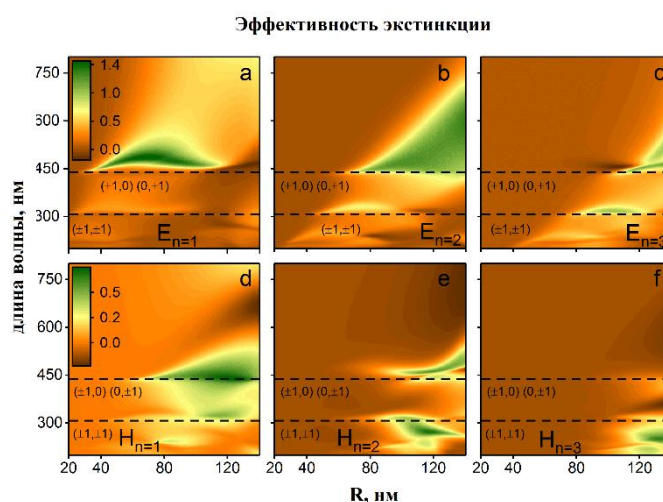


Рис. 2. Эффективность экстинкции, разложенная на набор сферических мультиполей для квадратного массива, состоящего из Al НЧ разных радиусов R, и длин волн падающего света (a,b,c) – для компонент электрического поля, в то время как (d,e,f) – для компонента магнитного поля. Период массива составляет 290 нм.

Таким образом нами показано возбуждение высокоинтенсивных электрических и магнитных резонансов в массивах наночастиц алюминия различного радиуса. Установлено, что различные порядки мод частиц взаимодействуют друг с другом и с аномалиями Рэлея, что приводит к формированию гибридных мод. Это приводит к образованию узких линий в спектрах. Показано повышение эффективности экстинкции в окрестностях аномалий Рэлея.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 18-42-240013. А. Е. благодарит грант Президента РФ № 075-15-2019-676.

#### Список литературы

1. Evlyukhin A B, Novikov S M, Zywiets U, Eriksen R L, Reinhardt C, Bozhevolnyi S I and Chichkov, Demonstration of Magnetic Dipole Resonances of Dielectric Nanospheres in the Visible Region// Nano Letters, 2012, 123749–3755.
2. Rayleigh L //Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 1907, 79399–416 ISSN 1364-5021

# СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ОДНОФОТОННЫЙ ДЕТЕКТОР – КЛЮЧЕВОЙ ЭЛЕМЕНТ КВАНТОВЫХ ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Г. Н. Гольцман<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>*Московский педагогический государственный университет  
119991, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 29*

<sup>2</sup>*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, КазНЦ РАН  
420029, Казань, ул. Сибирский тракт, д. 10/7*

\*E-mail: goltsman@mspu-phys.ru

Представлен обзор последних достижений в исследовании и разработке счетчиков фотонов и, в частности, сверхпроводникового однофотонного детектора. Мы также демонстрируем наши последние достижения в области однофотонных источников и сверхпроводниковых детекторов для квантовых фотонных интегральных схем.

Традиционно для детектирования одиночных фотонов в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах используются лавинные фотодиоды (APD – Avalanche PhotoDiode) и фотоэлектронные умножители (PMT – PhotoMultiplier Tube). Оба типа детекторов хорошо зарекомендовали себя и являются коммерчески доступными. В оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах ( $< 1$  мкм) эффективность применения детекторов удовлетворяет потребности. Мы представляем здесь обзор последних достижений в исследовании и разработке сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SSPD – Superconducting Single-Photon Detector), появившихся в 2001 году [1]. Детектор представляет собой планарную наноструктуру из осажденной на кремниевую подложку NbN пленки толщиной 4 нм. Чувствительным элементом SSPD является NbN полоска шириной 100 нм. Для лучшего согласования с излучением в одномодовом волокне полоска имеет форму меандра, покрывающего площадку  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> или  $7 \times 7$  мкм<sup>2</sup> с коэффициентом заполнения 0.5. SSPD работает при гелиевых температурах, и смещается током порядка 10 – 20 мкА. Принцип работы детектора основан на локальном подавлении сверхпроводимости поглощенным фотоном [2], т.к. энергия фотона на три порядка больше энергии щели в пленке NbN  $2\Delta$  (энергии, необходимой для разрушения куперовской пары). Поглощение фотона приводит к лавинообразному размножению нормальных электронов из-за разрушения куперовских пар. В результате появляется нормальная область, так называемое «горячее пятно». Ток смещения начинает обтекать «горячее пятно» с плотностью тока  $j$  больше критического значения  $j_c$ . После этого «горячее пятно» разрастается и перекрывает сверхпроводящую полоску. На концах полоски возникает разность потенциалов. Затем, если джоулев нагрев нормальной области незначителен, «горячее пятно» охлаждается и сверхпроводимость восстанавливается. Хотя характерные времена релаксации лежат в диапазоне нескольких пикосекунд и SSPD может иметь скорость счета выше 1 ГГц, время отклика детектора ограничивается кинетической индуктивностью сверхпроводящей полоски. Для детекторов с чувствительной площадкой  $10 \times 10$  мкм<sup>2</sup> время отклика составляет  $\sim 10$  нс. Отклик детектора с амплитудой 1 мВ и длиной несколько наносекунд может быть усилен и подан на счетчик импульсов. Для длин волн 1.3–1.5 мкм эффективность детектирования составляет порядка 85%. Наименьшее измеренное значение скорости темновых отсчетов соответствует значению  $10^{-4}$  с<sup>-1</sup>. В практических устройствах скорость темнового счета обычно составляет 1 с<sup>-1</sup>. Для корреляционных измерений важным параметром детектора является временное разрешение (джиттер), внутренний джиттер SSPD – 17 пс [3]. В результате стало возможным исследовать сверхслабое излучение источников, однако информация о спектре излучения ограничивается оптическими фильтрами, внешним спектральным прибором или структурами с резонаторами. Нами разработан гетеродинный приемник, в основе которого лежит смеситель на основе счетчика одиночных фотонов. Он сочетает в себе высокую

чувствительность счетчика фотонов и сверхвысокое спектральное разрешение гетеродинной техники. Чтобы полностью понять его поведение в таком режиме, мы использовали экспериментальную установку, основанную на паре лазеров с распределенной обратной связью на длине волны 1.5 мкм, один из которых является гетеродином, а другой источником тестового сигнала. Мы нашли, что оптимальная мощность гетеродина, необходимая для эффективного смешения составляет от нескольких сотен фемтоватт до нескольких пиковатт, что выглядит многообещающе для многих практических приложений, таких как приемные гетеродинные матрицы. В дополнение к SSPD с нормальным оптическим согласованием с одномодовым волокном, мы используем детекторы на нановолноводе. В этом случае сверхпроводниковая NbN полоска располагается на нановолноводе  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , что приводит к увеличению длины эффективного согласования. Чтобы достигнуть почти полного поглощения фотонов мы уменьшаем зону покрытия детектором. В результате уменьшаются шумы детектора вместе с ростом ширины полосы пропускания. Такой подход полностью масштабируем и мы имеем возможность интеграции множества детекторов в оптическую схему на одном чипе.

Для создания кубитов разрабатываются различные физические системы, в том числе сверхпроводящие цепи, квантовые точки, ионные ловушки, центры окраски в твердых телах и фотоны. Из-за своих уникальных свойств фотоны являются одними из самых перспективных квантовых объектов. Фотоны не взаимодействуют друг с другом, слабо взаимодействуют с оптически прозрачной средой, имеют несколько степеней свободы для кодирования квантовой информации, а также высокую скорость распространения. Хотя манипуляция отдельными фотонами не вызывает никаких трудностей, создание двух- и трехдетерминированных квантовых логических гейтов требует сильного нелинейного взаимодействия между фотонами. В этом случае преимущества фотонов преобразуются в их недостатки, что приводит к невозможности создания оптических логических гейтов для квантовых вычислений.

Чтобы преодолеть вышеприведенные трудности была предложена концепция линейных оптических квантовых вычислений (LOQC), позволяющие создавать недетерминированные оптические квантовые гейты с использованием фотонов, линейных оптических элементов и детекторов. Хотя реализация LOQC возможна в свободном пространстве, потребность в большом количестве оптических компонентов и их точная конфигурация требует более сложных технологических решений. Квантовые фотонные интегральные схемы (QPIC) могут успешно решить эту проблему, из-за ряда преимуществ, таких как масштабируемость, малая занимаемая площадь, малый вес, отсутствие необходимости оптического выравнивания, низкое энергопотребление и совместимость с CMOS. Самыми популярными технологическими платформами для реализации QPIC являются кремний, арсенид галлия и поликристаллический алмаз. Но наиболее перспективной платформой для реализации QPIC является платформа на основе гибридных нанофотонных сверхпроводниковых устройств. Мы демонстрируем наши последние достижения в области однофотонных источников и сверхпроводниковых детекторов для квантовых фотонных интегральных схем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-00045).

#### Список литературы

1. G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, et.al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 705-707, 2001.
2. A.N. Zotova, D.Y. Vodolazov. Intrinsic detection efficiency of superconducting single photon detector in the modified hot spot model // *Superc. Sci. and Tech.*, vol. 27, p. 125001, 2014.
3. V. Shcheslavskiy, P. Morozov, A. Divochiy et al. Ultrafast time measurements by time-correlated single photon counting coupled with superconducting single photon detector // *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 87, p. 053117, 2016.

# ФОТОСТАБИЛЬНОСТЬ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CdTe И ГРАФЕНОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ПРИ ИХ ОБЛУЧЕНИИ НЕПРЕРЫВНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ВИДИМОМ И УФ-ДИАПАЗОНАХ

М. А. Горюнова\*, А. С. Ципотан

*Сибирский федеральный университет*  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79  
\*E-mail: goryunova7816@gmail.com

В последнее десятилетие ультрафиолетовые детекторы привлекли значительное внимание из-за их широкого применения в гражданской и военной областях. Проводимые в ходе выполнения проекта исследования позволяют выявить влияние излучения разных диапазонов (УФ- и видимого) на спектральные свойства квантовых точек CdTe и широкозонных графеновых КТ. Полученные результаты могут быть использованы для создания интегрального детектора УФ-излучения на новых физических принципах.

В настоящее время активно ведется поиск новых материалов для датчиков, регистрирующих долю ультрафиолета. Так авторами [1] в качестве материала для датчика УФ предложен хлорид метиламмония свинца ( $\text{MAPbCl}_3$ ), на основе которого получен относительно быстрый, нечувствительный в видимой области детектор. У структуры металл-изолятор-металл (МИМ) с нитридом углерода-бора [2] была обнаружена возможность обнаружение ультрафиолетового излучения. Одним из перспективных материалов для детектирования УФ является наноструктурированный ZnO, в виде нанодисков [3], нанонитей [4] и коллоидных квантовых точек (КТ) [5].

С целью дальнейшего использования новых материалов в качестве интегрального детектора УФ-излучения, работающего на новых физических принципах, авторами данной работы была исследована стабильность спектров поглощения коллоидных квантовых точек CdTe и графеновых широкозонных КТ при их облучении непрерывным излучением разных спектральных диапазонов. Облучение проводилось в течение 60 минут с использованием ртутной лампы ДРШ-250-3М, спектральные диапазоны выделялись с помощью наборов светофильтров.

Как видно из (рис. 1), облучение раствора КТ CdTe УФ-диапазоном спектра приводит к падению максимума интенсивности, как поглощения, так и люминесценции. Изначальный рост максимума интенсивности поглощения связан с увеличением рассеяния крупными агрегатами частиц, формируемыми в процессе облучения ультрафиолетом. В тоже время максимум интенсивности для контрольного образца и образца, облучённого видимым диапазоном, практически не изменяется в пределах погрешности измерений.

Поведение графеновых КТ имеет другой характер. Интенсивность люминесценции остается для всех 3 образцов в пределах погрешности измерений. А в спектрах поглощения заметен более выраженный спад при облучении светом УФ-диапазона. В отличие от квантовых точек CdTe не наблюдается роста интенсивности поглощения на начальном этапе, это позволяет предположить, что данные КТ не образуют, по крайней мере на начальном этапе, агрегатов.

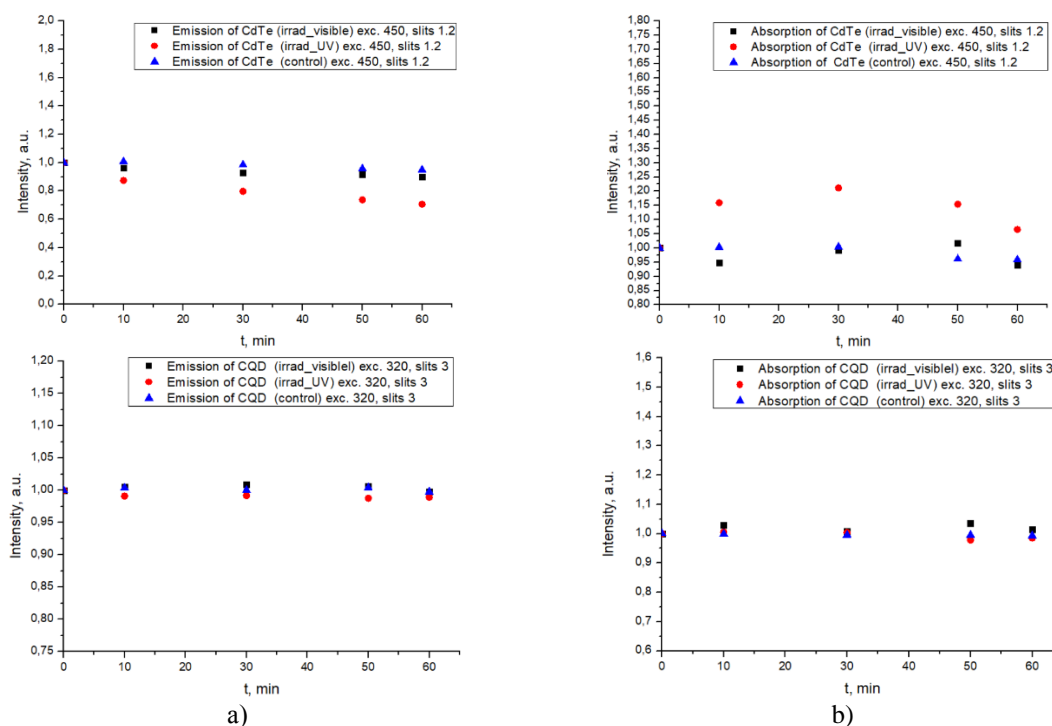


Рис. 1. а) Нормированное изменение максимума интенсивности люминесценции от времени облучения, б) Нормированное изменение максимума интенсивности поглощения от времени облучения.

Таким образом, измерения показали, что оптические свойства КТ обоих химических составов остаются неизменными после облучения видимым диапазоном в течение всего периода измерений. Облучением УФ-диапазоном данных растворов приводит к изменению оптической плотности в максимуме первого экситонного перехода, причем этот характер различен для КТ разного химического состава. Так для графеновых КТ наблюдалось уменьшение оптической плотности во время и после облучения. Для КТ CdTe сначала было обнаружено увеличение оптической плотности, связанное с увеличением рассеяния крупными агрегатами, формирующимися в процессе деградации КТ, сменяющееся резким спадом интенсивности поглощения через неделю наблюдения.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект № МК-1355.2019.2).

### Список литературы

1. V. Adinolfi, O. Ouellette, M.I. Saidaminov, et.al. Fast and Sensitive Solution-Processed Vis-ible-Blind Perovskite UV Photodetectors // *Advanced Materials*, vol. 28(33), pp. 7264-7268, 2016.
2. A. Prakash, S. Nehate, et.al. Sundaram Boron carbon nitride based metal-insulator-metal UV detectors for harsh environment applications // *Optics Letters*, vol. 41, pp. 4249-4252, 2016.
3. M. Alenezi, A. Alshammari, T. Alzanki, et.al. ZnO Nanodisk Based UV Detectors with Printed Electrodes // *Langmuir*, vol. 30, pp. 3913–3921, 2014.
4. M. Alenezi, S. Henley, S. R. P. Silva. On-chip Fabrication of High Performance Nanostructured ZnO UV Detectors // *Scientific Reports*, vol. 5, Article number: 8516, 2015.
5. M. Gong, Q. Liu, B. Cook, B. Kattel, T. Wang. All-Printable ZnO Quantum Dots/Graphene van der Waals Heterostructures for Ultrasensitive Detection of Ultraviolet Light // *Acs Nano*, vol. 11, pp. 4114–4123, 2017.

# РАССЕЯНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НАНООБЪЕКТАМИ

А. А. Гошев<sup>1\*</sup>, М. К. Есеев<sup>1</sup>, Д. Н. Макаров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Северный (Арктический) федеральный университет им. М.В. Ломоносова  
Россия, 163002 Архангельск, Наб.Северной Двины 17.  
\*agoshev@hotmail.com

В работе приведены результаты расчёта взаимодействия ультракороткого импульса (УКИ) с многоатомными системами (нанообъектами). Взаимодействие с мишенью считается внезапным, учитывается магнитная составляющая налетающего импульса. Получено общее выражение для спектра рассеяния УКИ с многоатомными объектами. Проводится отдельно анализ  $\delta_N$ -фактора ответственного за геометрию наноструктур типа: кольцо, группа колец, углеродная нанотрубка (УНТ), лес УНТ.

В последние два десятилетия, генерация ультракоротких электромагнитных импульсов посредством генерации высоких гармоник обеспечила мощный инструмент для исследования многих важных физических процессов в аттосекундном масштабе времени [1]. Сохраняется тенденция к увеличению мощности ультракоротких импульсов (УКИ) электромагнитного поля и сокращению их длительности [2-4]. Так, например, на сегодняшний день наименьшая длительность импульса 43 а.с. [5].

Рассмотрим многоэлектронный атом, на который падает импульс электромагнитного поля в виде плоских волн в направлении  $\mathbf{n}_0$ . Длительность такого импульса будем считать много меньше характерного атомного времени  $\tau_a \ll 1$ , т. е.  $\frac{\tau}{\tau_a} \ll 1$ , что позволит нам рассматривать процесс излучения в рамках теории внезапных возмущений. В этом приближении собственным гамильтонианом системы можно пренебречь, так как электрон в атоме не успевает эволюционировать под действием поля атома из-за слишком быстрого взаимодействия импульса с электроном в атоме в этом приближении, с учётом магнитной составляющей электромагнитного поля, волновая функция атомного электрона примет вид (см работу [6]):

$$\psi(t) = \varphi_0 \left( x, y, z + \int_{-\infty}^t \frac{\mathbf{E}\mathbf{r}}{m^*c} \frac{1}{1 + \frac{\mathbf{E}\mathbf{r}}{m^*c^2}} dt \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\mathbf{E}\mathbf{r}}{m^*c^2}}} \cdot \exp \left[ -i \int_{-\infty}^t \mathbf{E}\mathbf{r} \frac{1 + \frac{\mathbf{E}\mathbf{r}}{m^*c^2}}{2m^*c^2} dt \right] \quad (1)$$

где  $m^*$  – эффективная масса электрона. Будем рассматривать не релятивистский случай тогда разложив по малому параметру  $\frac{E}{c^2} \ll 1$ , получим

$$\psi(t) = \varphi_0(\mathbf{r}) \exp \left[ -i \int_{-\infty}^t \left( \mathbf{E}\mathbf{r} - \frac{1}{2} \left( \frac{\mathbf{E}\mathbf{r}}{c} \right)^2 \right) dt \right] \quad (2)$$

Тогда используя результаты работы [7] и волновую функцию (2). Представляя волновую функцию многоэлектронного атома через электронную плотность  $\rho(\mathbf{r})$  можно в модели Дирака–Хартри–Фока–Слейтера. В результате получим вероятность рождения фотона  $W$  заданной частоты  $\omega$  в единицу телесного угла  $\Omega_{\mathbf{k}}$  с одновременным переходом многоатомной системы из основного состояния во все возможные конечные состояния:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega_{\mathbf{k}}} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{c^3 \omega} \left( N_a N_e G(\omega, \mathbf{n}, \mathbf{n}_0) + \delta_N(\mathbf{p}) N_e (N_e - 1) F(\omega, \mathbf{n}, \mathbf{n}_0) \right), \quad (3)$$



здесь  $\delta_N(\mathbf{p})$  – фактор, который полностью определяет геометрическое расположение атомов в мишени, а следовательно вносит различие в наблюдаемые спектры рассеяния каких либо аллотропных систем, рассчитывается в общем виде:

$$\delta_N(\mathbf{p}) = \sum_{a,b} e^{i\mathbf{p}(\mathbf{R}_a - \mathbf{R}_b)} = \left| \sum_a e^{i\mathbf{p}\mathbf{R}_a} \right|^2 \quad (4)$$

В работе приводятся примеры расчёта фактора нескольких наноструктур таких как: кольцо, группа колец, плоскость из группы колец (PGR), углеродные нанотрубки УНТ, лес из УНТ и гибридные структуры. Графическое представление этих структур приведено на рисунке (1).

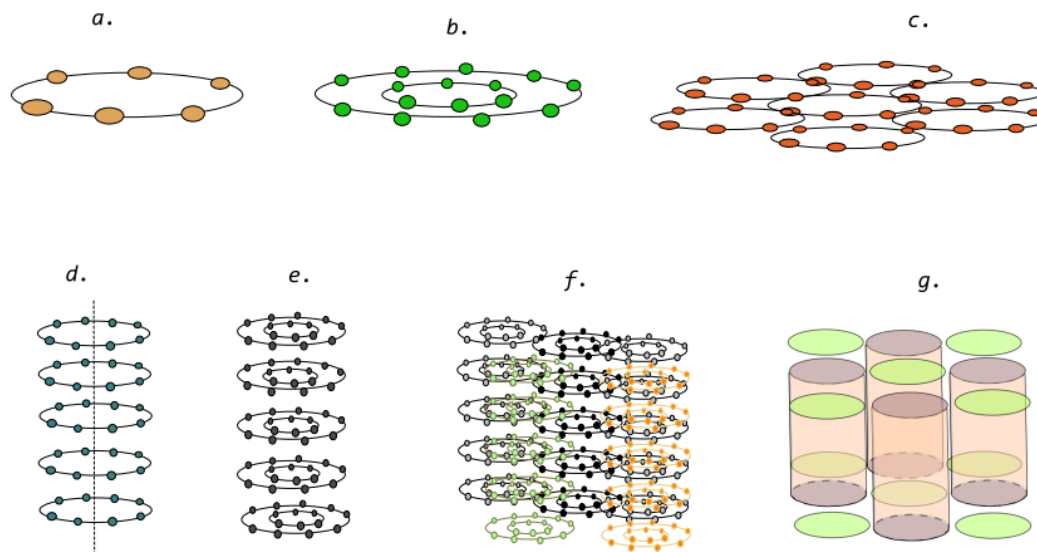


Рис 1. Изображение рассматриваемых углеродных наноструктур. а – кольцо, b – группа аксиально симметричных колец, с– группа колец на плоскости, d– однослойная углеродная нанотрубка e– многослойная углеродная нанотрубка f– лес из углеродных нанотрубок, g–гибридная структура кольца и УНТ в шахматном порядке.

### Список литературы

- [1] M. Th. Hassan, A. Wirth, et. al., Rev. Sci. Instrum. **83**, 111301 (2012).
- [2] P. B. Corkit and F. Krausz, Nat. Phys. **3** (6), 381–387 (2007).
- [3] F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81** (1), 163–234 (2009).
- [4] J. Duris, S. Li, et. al., Nat. Phot. **14**, 30–36 (2020).
- [5] T. Gaumnitz, A. Jain, et. al., Opt. Exp. **25**, 27506 (2017).
- [6] D.N. Makarov, M.K. Eseev, K.A. Makarova, Opt. Lett. **44** (12), 3042-3045 (2019).
- [7] D. N. Makarov, Opt. Express. **27**(22), 31989-32008 (2019).



# ГИБРИДНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ МИКРОКАПСУЛ

А. Дубовик\*, Д. А. Куршанов, М. А. Баранов, А. В. Федоров, А. В. Баранов

Университет ИТМО

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

\*E-mail: adubavik@itmo.ru

Гибридные материалы с использованием коллоидных наночастиц представляют большой интерес в последние десятилетия. Это перспективные материалы для различных применений в фундаментальных исследованиях, нанопотонике, биологии и медицине [1, 2].

В данной работе мы обсуждаем наши последние достижения в области коллоидного синтеза и применения различных наночастиц, среди которых полупроводники, металлы, оксиды металлов, углеродные точки для гибридных материалов на их основе. Эти наночастицы были получены с использованием стабилизаторов, которые обеспечивают совместимость с широким спектром сред – от неполярной органики до воды. Уникальные наночастицы были использованы для встраивания их свойств в такую систему, как микрокапсулы, стабилизированные различными полиэлектролитами (рис. 1).

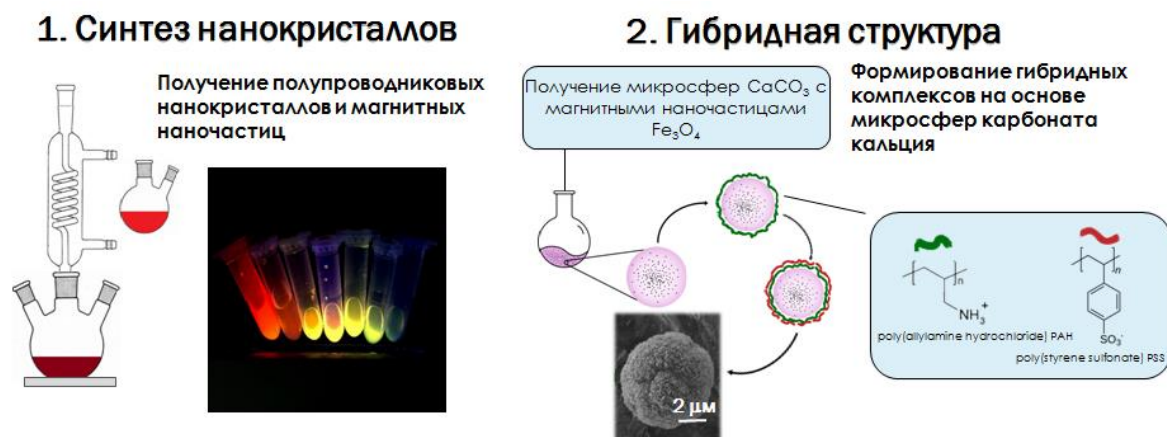


Рис. 1. Схематическое изображение стадий для формирования гибридной микронной структуры.

Разработана система, состоящая из функционализированных субмикрометровых полимерных микрокапсул с золотыми наностержнями, для доставки к мезенхимальным стволовым клеткам человека противоопухолевого лекарственного препарата. Продемонстрирована адресная доставка лекарственных средств с их активным накоплением в опухолевом очаге и активацией ИК-триггера [3].

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (Грант 14.587.21.0047, RFMEFI58718X0047).

## Список литературы

1. R. Bilan, I. Nabiev, A. Sukhanova, Quantum Dot-Based Nanotools for Bioimaging, Diagnostics, and Drug Delivery // *Chembiochem*, vol. 17, pp. 2103–2114, 2016.
2. A.D. Trofimov, A.A. Ivanova, M.V. Zyuzin, et.al. Porous Inorganic Carriers Based on Silica, Calcium Carbonate and Calcium Phosphate for Controlled/Modulated Drug Delivery: Fresh Outlook and Future Perspectives // *Pharmaceutics*, vol. 10, pp. 167–236, 2018.
3. A.R. Muslimov, A.S. Timin, V.R. Bichaykina, et al. Biomimetic drug delivery platforms based on mesenchymal stem cells impregnated with light-responsive submicron sized carriers // *Biomater. Sci.*, vol. 8, pp. 1137–1147, 2020.

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ И УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ ТГц ОПТИКИ

Д. М. Ежов\*, З. С. Кочнев, Е. Д. Фахрутдинова, В.А. Светличный

*Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, Российская Федерация, Томск, пл. Новособорная, 1  
\*e-mail: ezhov\_dm@mail.ru*

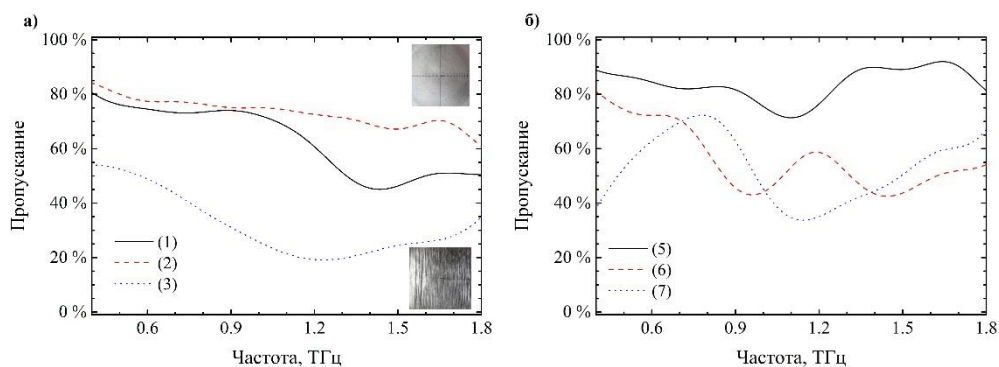
В работе рассматриваются образцы устройств амплитудной модуляции излучения в ТГц диапазоне спектра. Созданы прототипы устройств на основе магнитных нано- и микрочастиц сплава 5БДСР двух типов. Первый тип создан на основе полимерных композитных плёнок, состоящих из фторопласта Ф-42 и магнитных частиц, ориентированных в присутствии постоянного магнитного поля. Второй тип создан на основе дисперсий магнитных частиц в вязком масле, помещённых между парами катушек Гельмгольца, позволяющих создавать ориентированное магнитное поле. Полученные прототипы позволяют, в зависимости от взаимной ориентации наночастиц в среде, направления и поляризации пучка, ослаблять ТГц излучение во всем исследуемом диапазоне. Для второго типа устройств их свойствами в ТГц диапазоне можно управлять в реальном времени, изменяя ориентацию наночастиц магнитным полем. Спектральные свойства полученных прототипов исследованы в диапазоне 0.4–1.8 ТГц с помощью спектрометра реального времени T-Spec 1000.

Развитие терагерцовых технологий расширило, в последнее время, область применения излучения этого диапазона и привело к большему распространению и удешевлению качественных систем генерации и детектирования ТГц волн. Такие системы, находят широкое применение в ряде фундаментальных и прикладных задач [1]. Необходимо отметить, что для эффективного применения ТГц излучения, необходимы устройства для управления его параметрами. В настоящее время существует несколько подходов по созданию ТГц модуляторов различных типов, включая амплитудные, частотные и поляризационные модуляторы на основе мета-материалов [2].

Одним из перспективных подходов в создании устройств для модуляции ТГц излучения, является использование нано-композитных поляризационных фильтров, сформированных с помощью магнитного поля [3]. Так, например, наночастицы магнетита  $Fe_3O_4$  используются для формирования пространственных структур в постоянном магнитном поле, в процессе полимеризации композитной плёнки. Подбирая размер и концентрацию наночастиц, величину магнитного поля, можно создавать ТГц поляризаторы с различными спектральными свойствами.

В рамках данной работы нами были созданы поляризационные модуляторы на основе магнитомягких субмикронных частиц сплава 5БДСР (аналог FINEMET) [4]. Созданы прототипы плёночных композитных поляризационных фильтров на основе фторопласта Ф-42 и указанных частиц. Раствор полимера с частицами осаждался в присутствии магнитного поля, по аналогии с работой [3]. В результате испарения растворителя был получен ряд плёнок толщиной порядка 100 мкм: без частиц, с изотропным распределением частиц, и частицами, ориентированными вдоль линий магнитного поля. Полученные таким образом псевдорешетки имеют неоднородное распределение по расстоянию между линиями частиц 5БДСР, эта особенность приводит к тому, что модуляция излучения происходит в широком спектральном диапазоне. Ориентированные псевдорешетки максимально поляризуют излучение в области 1,4 ТГц.

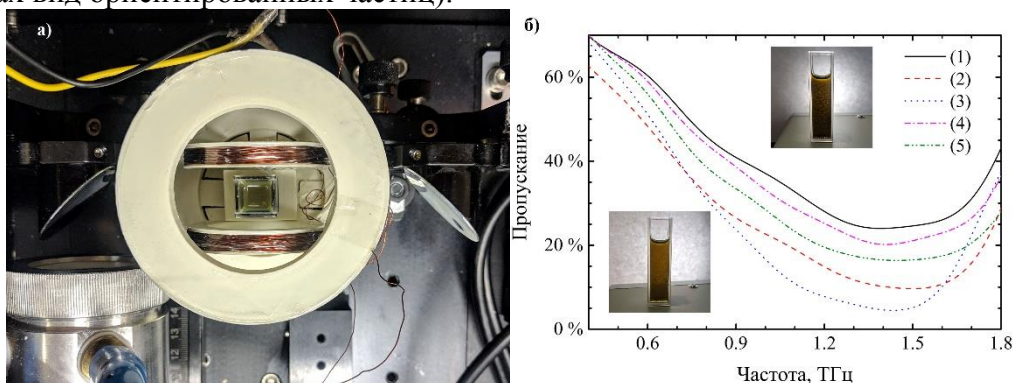
Спектральные свойства данных фильтров были исследованы с помощью ТГц спектрометра с временным разрешением T-Spec 1000 (Teravil, Литва) (рис. 1а). В дополнение к полученным плёнкам на основе 5БДСР и фторопласта, были изготовлены медные узкополосные фильтры на полиимидной основе (рис. 1б.). Толщина слоя полиимида составляет до 20 мкм, толщина медного покрытия 30 мкм. Фильтр представляет собой регулярную решетку с шагом 250 мкм и шириной линии 100 мкм. Комбинирование двух типов решеток, позволяет получать высокоэффективные в широком спектральном диапазоне ТГц поляризаторы.



5BDSR-Ф42: изотропный (1), ориентированный горизонтально (2), вертикально (3), чистый полиимид (5) узкополосный фильтр: вертикально (6) горизонтально (7)

Рис. 1. Спектральные свойства плёночных поляризаторов

Прототип динамического ослабителя/поляризатора был выполнен на основе феррофлюида: дисперсия 0,5% масс. частиц 5BDSR в синтетическом масле 80W-90 по аналогии с [5]. Кювета с ферромагнитной жидкостью помещалась в устройство в виде скрещённой пары катушек Гельмгольца (рис. 2а.). Представлены спектры пропускания раствора чистого масла относительно воздуха (рис. 2б.) и растворов с частицами (на вставках вид ориентированных частиц).



80W-90 (1), 5BDSR: изотропный (2), вертикально (3), по направлению поля (4) горизонтально (5)

Рис. 2. Общий вид и спектральные свойства поляризатора на основе феррофлюида

При ориентировании частиц вдоль оси распространения ТГц излучения достигается максимальное пропускание (рис. 2б, 3) фильтра. Максимальная степень поляризации излучения такого фильтра, как и плёночного, находится в области 1,4 ТГц. Использование пары катушек позволяет динамически изменять ориентацию частиц в кювете.

Работа поддержана Российским научным фондом (РНФ) грант № 18-19-00268.

#### Список литературы

1. Naftaly M., Vieweg N., Deninger A. Industrial Applications of Terahertz Sensing: State of Play // *Sensors*. Vol. 19, № 19. P. 4203–35. DOI: 10.3390/s19194203. 2019.
2. Degl'Innocenti R., Kindness S.J., Beere H.E., et al. All-integrated terahertz modulators // *Nanophotonics*. Vol. 7, № 1. P. 127–144. DOI: 10.1515/nanoph-2017-0040. 2018.
3. Fragouli D., Das A., Innocenti C., et al. Polymeric Films with Electric and Magnetic Anisotropy Due to Magnetically Assembled Functional Nanofibers // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. Vol. 6, № 6. P. 4535–4541. DOI: 10.1021/am500335u. 2014.
4. Svetlichnyi V.A., Balashov V.B., Lapin I.N., et al. Magnetic Properties of Soft Magnetic Alloys 5BDSR and 82K3HSR // *Russ. Phys. J.* Vol. 62, № 3. P. 411–415. DOI: 10.1007/s11182-019-01728-6. 2019.
5. Ezhov D.M., Nikolaev N.A., Mamrashev A.A., et al. THz Properties of Fe and Ti Oxides Nanoparticles Obtained by Pulsed Laser Ablation // 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). IEEE, P. 1–2. 2019.

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ПАР НАНОЧАСТИЦ В ОДНОРОДНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

В. С. Корниенко<sup>1\*</sup>, А. С. Ципотан<sup>2</sup>, В. В. Слабко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Институт вычислительного моделирования СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50/44*

*\*E-mail: vika-svetlakova@yandex.ru*

<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28*

Самосборка остается одним из самых простых и дешевых методов наноструктурирования. А зависимость свойств полученных объектов не только от их состава, но и от формы ставит на первый план вопрос об исследовании процесса агрегации с точки зрения её возможности, стабильности и оценки времени сборки. Данная работа посвящена оценке времени релаксации пары наночастиц, предварительно сформированной для реализации поэтапной сборки многочастичной структуры путем последовательного присоединения частиц.

В последние десятилетия наноматериалы находят применение в различных областях науки и техники, таких как электроника, оптика, биология и т. д. [1]. В частности, такие нанообъекты, как квантовые точки и нанонити, широко используются в солнечных панелях, дисплеях, многофункциональных сенсорах и т. д. Интерес к области наноструктурирования обуславливается не только широкой применимостью наноматериалов, но и способностью квантовых точек менять свои оптические свойства при изменении размера и формы, что позволяет варьировать свойства макрообъектов, построенных на их основе [2]. Поэтому развитие области во многом зависит от возможности контролировать процессы наноструктурирования, следовательно, разработка новых эффективных методов создания структур с характерными размерами менее микрометра продолжает быть актуальной.

В свою очередь, самосборка остается одним из наиболее простых и дешевых методов наноструктурирования. Зависимость свойств получаемых нанообъектов не только от их состава, но и от формы выдвигает на первый план вопрос о возможности формирования структур определенной геометрии и поиску параметров системы, при которых процесс остается селективным. Ранее Слабко В.В. [3] была предложена динамическая модель самосборки наночастиц на основе молекулярной динамики в поле лазерного излучения. Модель, основанная на Броуновской динамике, позволяет формировать многочастичные структуры поэтапно: посредством присоединения к уже сформированной паре третьей частицы. Численное моделирование процесса поэтапной сборки в работе [4], показало, что, если фиксировать предварительно сформированную пару дополнительным лазерным полем, то вероятность агломерации частиц при длинах волн лазерного излучения, соответствующих минимуму потенциальной энергии, за время одного лазерного импульса (10 нс) в линию может достигать практически 50% для длинноволнового спектра, и с 40% вероятностью может быть сформирована пирамида в коротковолновой области.

Возможность поэтапной сборки структуры определенной формы из заранее сформированной пары путем присоединения третьей частицы порождает интерес к оценке времени установления ориентационного равновесия для пары частиц. Известно, что под действием внешнего поля ансамбль частиц стремится занять положение, соответствующее минимуму потенциальной энергии его взаимодействия с полем. Внешнее электромагнитное поле вызывает поляризацию на каждой частице, и взаимодействие этих поляризаций имеет тенденцию выравнивать частицы вдоль направления внешнего поля, которому противодействует тепловое движение. В результате действия этих двух процессов устанавливается определенное равновесное распределение пространственной ориентации наночастиц. Он носит статистический характер и зависит от механизма

взаимодействия частиц с внешним полем. Их ориентация в переменном поле связана с определенными временами релаксации, которые зависят от вязкости и температуры среды, а также от геометрической структуры образцов. Поэтому для оценки общего времени сборки структуры также необходимо учитывать время релаксации для предварительно сформированной пары частиц.

В рамках численного моделирования процесса релаксации пары рассматривались квантовые точки CdTe. Вращательное движение пары, обладающей наведенным дипольным моментом  $\vec{d}$  в однородном постоянном лазерном поле  $\vec{E}$  в вязкой жидкости описывается действием момента сил  $\vec{N}$ , который определяется равенством

$$\vec{N} = [\vec{d} \times \vec{E}] + \vec{M}^{rot}$$

где  $[\vec{a} \times \vec{b}]$  – векторное произведение,  $\vec{M}^{rot}$  – момент вращения, вызванный силами сопротивления вращению структуры вязкой жидкости и стохастической силой, имитирующей тепловое движение. Описание физических параметров используемых частиц приведено в [4]; для моделирования температура среды выбиралась равной  $T = 300K$ , а величина лазерного излучения  $|\vec{E}| = 200$  ед. СГС. Для выбранных параметров моделирования вероятность установления ориентационного равновесия за фиксированный промежуток времени приведена на рис. 1.

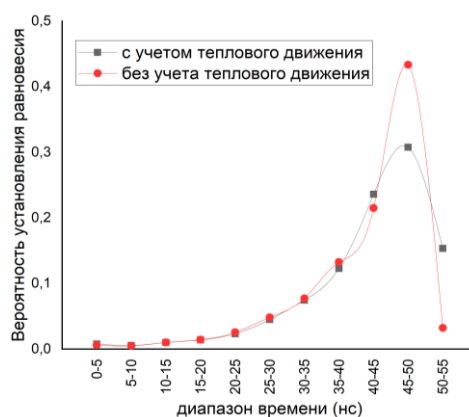


Рис. 1. Распределение времен релаксации пары частиц CdTe

Таким образом, максимум вероятности установления времени ориентационного равновесия варьируется в пределах 50 нс.

#### Список литературы

1. Nanostructures & nanomaterials-Synthesis. Properties & Application / ed. G. Cao. London: Imperial College Press, pp. 63-73, 2008.
2. W. Lei, H. H. Tan, C. Jagadish. Formation and shape control of InAsSb/InP (001) nanostructures // Applied Physics Letters, vol. 95, 01308, 2009.
3. V.V. Slabko, A.S.Tsipotan, A.S. Aleksandrovsky. Resonant light-controlled self-assembly of ordered nanostructures // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, vol. 10, pp. 636-643, 2012.
4. V.S. Kornienko, A.S. Tsipotan, A.S. Aleksandrovsky, V.V. Slabko. Brownian dynamics of the self-assembly of complex nanostructures in the field of quasi-resonant laser radiation // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, vol. 35, 100707, 2019.

# МАГНИТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОПТИЧЕСКОМ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОМ ОТКЛИКЕ КОМПОЗИТНЫХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

И. В. Малышева\*, И. А. Колмычек, А. П. Леонтьев, Т. В. Мурзина

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

\*E-mail: malysheva.iv@shg.ru

Приведены результаты экспериментального исследования магнитооптического отклика и магнитоиндуцированной второй гармоники в композитных гиперболических метаматериалах различного дизайна на основе благородных и ферромагнитных металлов.

Гиперболические метаматериалы (ГММ) – композитные анизотропные искусственные наноструктурированные среды, в которых поперечная и продольная составляющие тензора диэлектрической проницаемости имеют противоположные знаки [1]. Было показано, что в таких структурах возможна реализация гиперболического закона дисперсии, а также, полюса Epsilon-Near-Pole (ENP) и нуля Epsilon-Near-Zero (ENZ) действительной части эффективной диэлектрической проницаемости [1]. Интерес к ГММ в современной нанофотонике связан с наблюдающимися в них уникальными оптическими эффектами, такими как гигантское двулучепреломление, отрицательная рефракция, преобразование эванесцентных мод в распространяющиеся волны [2], усиление интенсивности генерации второй гармоники [3].

Проведены также первые эксперименты по исследованию магнитооптического отклика композитных ГММ, содержащих ферромагнитный металл и благородный металл, обеспечивающий возбуждение добротного плазмонного резонанса [4,5]. Показано, что такие структуры перспективны для разработки методов управления параметрами света (например, поляризацией), взаимодействующего со структурой, путем приложения к ней статического магнитного поля. Хорошо известно, что в генерации второй гармоники, обладающей особой чувствительностью к дисперсионным, резонансным и симметричным свойствам среды, магнитоиндуцированные эффекты на 1-2 порядка превышают свои аналоги в линейном магнитооптическом отклике. Однако до сих пор не было проведено экспериментального сравнительного исследования магнитоиндуцированных эффектов в оптическом и нелинейно-оптическом отклике композитных магнитных ГММ.

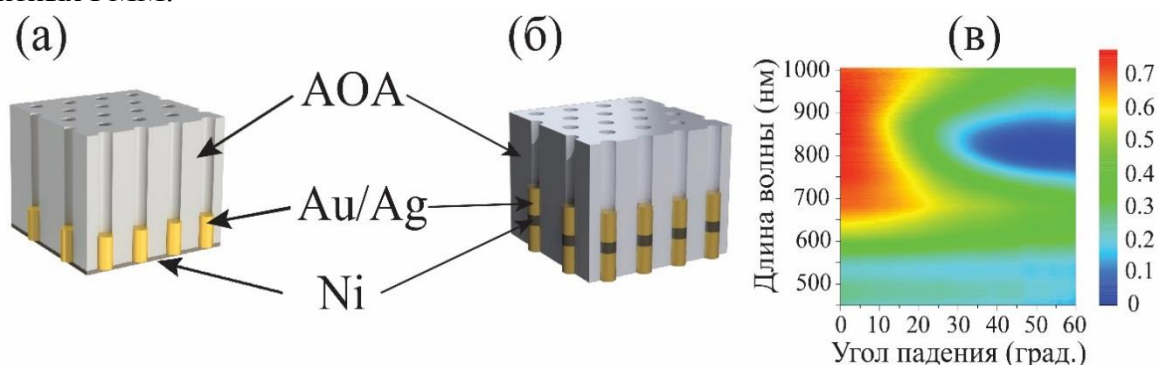


Рис. 1. (а) и (б) – схемы изготовленных и исследуемых образцов композитных ГММ, (в) – типичный частотно-угловой спектр пропускания ГММ при р-поляризованном излучении накачки.

Исследуемые образцы ГММ представляют собой массивы металлических наностержней в матрице анодного оксида алюминия (АОА). Они изготовлены методом темплатного электроосаждения металлов. Согласно РЭМ-изображениям, диаметр наностержней составляет 40-50 нм, расстояние между их осями – около 100 нм, длина – несколько сотен нанометров. Было изготовлено и исследовано два типа образцов. В одной



серии на образцы ГММ с золотыми или серебряными наностержнями напыляли сплошную пленку никеля толщиной 15 нм (рис. 1а). В другой серии наностержни содержали сегменты благородного металла (золота или серебра) и никеля (рис. 1б). Линейные оптические спектры всех образцов качественно похожи, например, на рис. 1в представлен частотно-угловой спектр массива сегментированных Au/Ni/Au наностержней при р-поляризованном излучении накачки. Согласно результатам эксперимента, в образце наблюдаются два минимума пропускания света на длинах волн 550 нм и 830 нм, что соответствует возбуждению локальных поверхностных плазмонов поперек и вдоль стержней, соответственно. Конкретное спектральное положение резонансов варьируется от образца к образцу и определяется длиной наностержней, а также выбором используемого металла (Au или Ag) и его объёмной долей. Расчеты компонент эффективной диэлектрической проницаемости в направлениях, перпендикулярном и параллельном оси наностержней, в исследуемых структурах показали, что поперечный плазмонный резонанс соответствует полюсу  $\epsilon_{\perp}$  (ENP), а продольный – нулю  $\epsilon_{\parallel}$  (ENZ). На длинах волн, правее ENZ, в образцах реализуется режим гиперболической дисперсии.

Исследования магнитных свойств образцов проводили в геометрии эффектов Керра, Фарадея и Войта при различных углах падения зондирующего излучения. Обнаружено усиление магнитооптических эффектов в спектральной окрестности точек ENP и ENZ вследствие локализации электромагнитного поля излучения накачки в структуре и сильной анизотропии оптических свойств ГММ в указанных областях длин волн.

Нелинейно-оптические измерения проводили с использованием фемтосекундного Ti:Sapphire лазера с длиной волны, перестраиваемой в пределах от 730 до 900 нм. Известно, что в точке ENZ происходит усиление интенсивности второй гармоники (ВГ), связанное с сингулярностью нормальной компоненты напряженности электрического поля, а также, скачок фазы ВГ [3]. В исследуемых композитных ГММ наблюдается генерация магнитоиндуцированной ВГ, интенсивность и поляризация которой зависят от величины и направления намагниченности исследуемого образца, что особенно выражено в спектральной окрестности точки ENZ.

Результаты проведенных исследований актуальны с фундаментальной точки зрения для выяснения механизмов взаимодействия света с гиротропными ГММ и перспективны для разработки функциональных метаматериалов для управления параметрами оптического излучения в устройствах нанофотоники.

Исследование поддержано РФФИ, грант №18-02-00830\_a.

#### Список литературы

1. A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, et.al. Hyperbolic metamaterials // Nature Photon., vol. 7, pp. 948-957, 2013.
2. P. Shekhar, J. Atkinson, Z. Jacob, Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications. // Nano Convergence., vol. 1, pp. 1-17, 2014.
3. I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, I. V. Malysheva, et.al. Second-harmonic generation spectroscopy in gold nanorod-based epsilon-near-zero metamaterials // Optics Letters, vol. 45, pp. 1866-1869, 2020.
4. I.A. Kolmychek, A.R. Pomezov, V.B. Novikov, et.al. Anomalous birefringence and enhanced magneto-optical effects in epsilon-near-zero metamaterials based on nanorods' arrays // Optics Express, vol. 27, pp. 32069-32074, 2019.
5. B. Fan, M.E. Nasir, L.H. Nicholls, et.al. Magneto-Optical Metamaterials: Nonreciprocal Transmission and Faraday Effect Enhancement // Adv. Opt. Mat., pp. 18011420 (1-9), 2019.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УФ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СТРУКТУР С ТАММОВСКИМ ПЛАЗМОНОМ В РЕЖИМЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

К. М. Морозов<sup>1,2\*</sup>, К. А. Иванов<sup>2</sup>, D. de Sa Pereira<sup>3</sup>, С. Menelaou<sup>3</sup>, P. Pander<sup>3</sup>, L.G. França<sup>3</sup>, А. P. Monkman<sup>3</sup>, G. Pozina<sup>4</sup>, М. А. Калитеевский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова  
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8к3  
\*E-mail: morzconst@gmail.com

<sup>2</sup>Университет ИТМО  
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

<sup>3</sup>Durham University  
DH1 3LE, United Kingdom, Durham

<sup>4</sup>Linköping University  
SE-58183, Sweden, Linköping

Была исследована система с таммовским плазмоном (ТП) и органической активной областью (материал СВР), в которой реализуется режим сильной связи между экситоном в СВР и модой ТП. Структура состояла из Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> брэгговского отражателя, слоя СВР и слоя серебра. Были измерены спектры отражения, стационарной фотолюминесценции (ФЛ) и фотолюминесценции с временным разрешением, также система была исследована теоретически.

Органические полупроводниковые материалы и красители, на основе которых уже созданы высокоэффективные светодиоды также являются перспективной платформой для исследования поляритонов при комнатной температуре, благодаря присутствию им высоким значениям силы осциллятора. Множество работ, демонстрировавших режим сильной связи органического экситона и моды резонатора, использовали органические молекулы с малым значением Стоксова сдвига (например J-агрегаты [1]), в свою очередь большинство органических молекул обладают значительной энергетической отстройкой между пиком поглощения и пиком люминесценции.

В нашей работе была исследована микрорезонаторная структура, в которой был реализован режим сильной связи между экситоном в органическом материале 4,4-Bis(N-carbazolyl)-1,1-biphenyl (СВР) и модой таммовского плазмона [2,3]. Материал СВР [4] излучает в фиолетовом и ближнем УФ областях спектра (от 2.5 до 3.5 эВ), является одним из самых распространенных для создания органических светодиодов, имеет экситонный резонанс на энергии 3.5 эВ и характеризуется высоким значением Стоксова сдвига (около 350 мэВ).

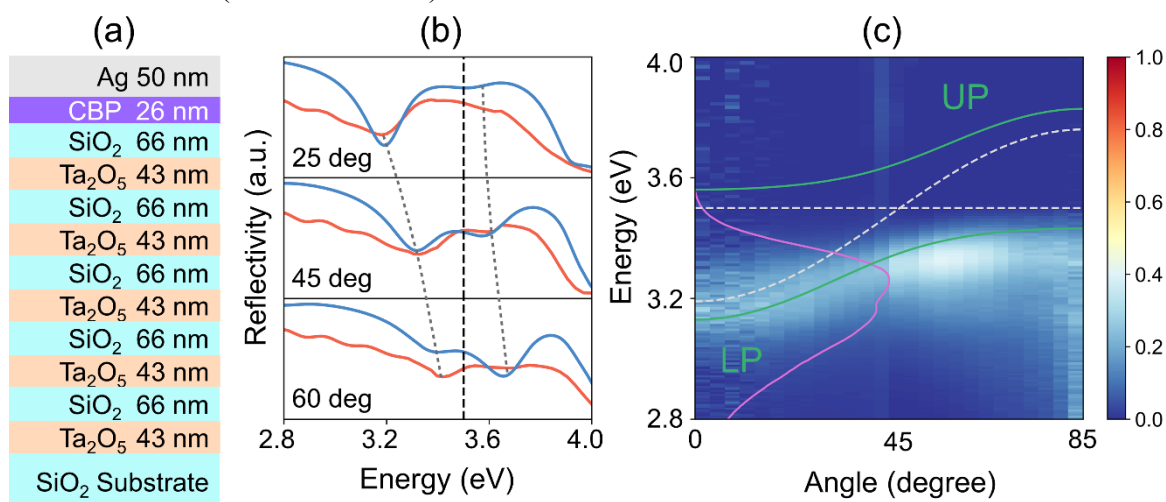


Рис. 1. (а) Схема структуры с таммовским плазмоном и органической материал СВР. (б) Спектры отражения от структуры, полученные в эксперименте (красная кривая) и теоретически рассчитанные (синяя кривая) для углов 25, 45 и 60 градусов. Черная штриховая линия – энергия экситона. Серые точечные линии – дисперсии нижней и верхней поляритонных мод. (с) Спектры ФЛ структуры для различных углов эмиссии. Штриховые линии – энергия экситона и зависимость энергии моды ТП от угла. Зеленые кривые – дисперсии нижней и верхней поляритонных мод. Фиолетовая кривая показывает спектр материала СВР в свободном пространстве.



Были изготовлены металло – диэлектрические структуры, состоящие из брэгговского зеркала (5 пар  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$  на подложке  $\text{SiO}_2$ ), излучающей области из органического материала СВР и слоя серебра (рис. 1а). Взаимодействие между модой ТП и экситоном в такой структуре происходит в режиме сильной связи, что сопровождается появлением двух поляритонных мод (расщепление порядка 0.5 эВ), характеризующимся провалами в спектрах отражения (рис. 1б). Зависимость спектрального положения провалов от угла падения хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов. Измерение спектров фотolumинесценции (ФЛ) при комнатной температуре с угловым разрешением (рис. 1с) показало яркую УФ люминесценцию из нижней поляритонной ветви. Анализ временной динамики ФЛ из нижней поляритонной ветви с помощью временно-разрешающей спектроскопии показал увеличение как радиационных, так и нерадиационных процессов затухания.

Исследование поддержано Российским научным фондом (РНФ) проект № 16-12-10503.

#### Список литературы

1. D. G. Lidzey, D. D. C. Bradley, T. Virgili, et.al. Room Temperature Polariton Emission from Strongly Coupled Organic Semiconductor Microcavities // *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 3316, 1999.
2. N. Lundt, S. Klembt, E. Cherotchenko, et.al. Room-temperature Tamm-plasmon exciton-polaritons with a WSe<sub>2</sub> monolayer // *Nat. Commun.* vol. 7, pp. 13328, 2016.
3. A.R. Gubaydullin, C. Symonds, J. Bellessa, et.al. Enhancement of spontaneous emission in Tamm plasmon structures // *Sci. Rep* vol. 7, pp. 9014, 2017.
4. K. M. Morozov, K. A. Ivanov, D. de Sa Pereira, et.al. Revising of the Purcell effect in periodic metal-dielectric structures: the role of absorption // *Sci. Rep.* vol. 9, pp. 9604, 2019.

## НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ТОНКИХ КОМПОЗИТНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Е.А. Мамонов<sup>1</sup>, И.А. Колмычек<sup>1</sup>, В.Б. Новиков<sup>1</sup>, Д.А. Копылов<sup>1</sup>, В.В. Радовская<sup>1</sup>,  
И.Ю. Пашенькин<sup>2</sup>, Н.С. Гусев<sup>2</sup>, Т.В. Мурзина<sup>1\*</sup>

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

\*E-mail: murzina@mail.ru

<sup>2</sup>Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

Рассмотрены особенности магнитоиндуцированного нелинейно-оптического отклика на частоте второй гармоники (ВГ) в двух- и трехслойных наноструктурах на основе ферромагнитного (кобальт) и немагнитного металлов (Pt, W). Для всех структур величины магнитооптических эффектов на частоте ВГ на один-два порядка превосходят линейные магнитооптические аналоги. Показано, что наличие границ раздела в таких пленках приводит к появлению линейного по намагниченности интенсивностного эффекта в сигнале ВГ, индуцированного меридиональным магнитным полем и запрещенного по симметрии для однородных магнитных структур. Знак и величина данного эффекта определяются составом структуры, что косвенно указывает на его зависимость от интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории и индуцированных им киральных распределений намагниченности на границах раздела кобальт – тяжелый металл.

Исследование многослойных магнитных структур, образованных ферромагнитным и тяжелыми металлами, представляет интерес как с фундаментальной, так и с практической точек зрения. Для наноструктур данного композиционного состава в интерфейсных областях возможно формирование нетривиальных состояний намагниченности, в том числе вихревых, киральных, а также топологически защищенных (скирмионы), возникновение которых связывают с асимметричным взаимодействием Дзялошинского-Мории [1]. Изучение условий формирования и свойств таких состояний, развитие неинвазивных методов для их диагностики является актуальной задачей.

Один из эффективных методов исследования свойств границ раздела центросимметричных сред основан на явлении генерации оптической второй гармоники (ВГ), источники которой локализованы в областях с нарушенной инверсионной симметрией. Внешнее магнитное поле или намагниченность среды снижает симметрию ее нелинейно-оптического отклика, что является механизмом возникновения магнитных нелинейно-оптических эффектов; такие эффекты хорошо изучены для однородно намагниченных структур [2]. Возможные источники нелинейной поляризации на частоте ВГ, зависящие от градиентов намагниченности, а также эффекты более высокого порядка по  $M$ , были феноменологически рассмотрены в [3]. Совсем недавно в теоретической работе [4] было показано, что в структурах с киральным распределением намагниченности также возможно появление дополнительных источников второй гармоники, которые можно трактовать как индуцированные флексо-магнитоэлектрическим вектором.

В данной работе экспериментально изучены основные свойства магнитного нелинейно-оптического отклика двух- и трехслойных наноструктур, состоящие из кобальта и тяжелых металлов (Pt, W), и показано наличие в таких структурах нового магнитоиндуцированного эффекта на частоте ВГ, который мы связываем с киральным распределением намагниченности на границах раздела.

Образцы наноструктур, состоящих из нанослоев Co, Pt, W, Ta с толщинами около 3 нм, изготовлены методом магнетронного напыления; для создания изотропной структуры металлических плёнок подложки в процессе напыления металлов вращались относительно нормали к их поверхности. При изучении генерации ВГ в качестве накачки использовалось  $p$ -поляризованное излучение титан-сапфирового лазера (длина волны 826 нм, длительность импульса 50 фс, средняя мощность 50 мВт). Меридиональное магнитное поле создавалось электромагнитом.

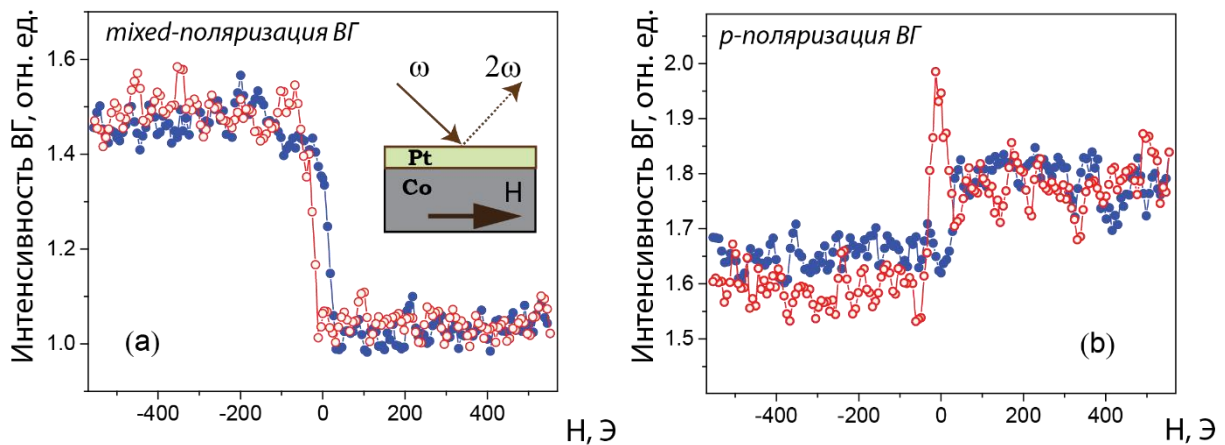


Рис. 1. Зависимости интенсивности ВГ для смешанной (а) и р-поляризации ВГ (б) в двухслойной структуре Pt(3 nm)/Co(20 nm); красный и синие символы соответствуют изменению напряженности магнитного поля от положительных значений к отрицательным, и наоборот.

В ходе экспериментов было показано, что в пленках существует (i) обычный магнитный нелинейно-оптический эффект Керра (НМОЭК), известный для однородно намагниченных структур и выражающийся в появлении s-поляризованной ВГ и, соответственно, в магнитоиндуцированном вращении плоскости поляризации. Рис. 1,а показывает наличие данного эффекта при измерении интенсивности ВГ для т.н. *mixed* поляризации (промежуточной между *p* и *s*). (ii) Обнаружен линейный по намагниченности интенсивностный эффект в *p*-поляризованной ВГ в схеме меридионального НМОЭК и запрещенного по симметрии для однородных магнитных структур; соответствующая модуляция интенсивности ВГ может быть описана в терминах магнитного контраста интенсивности  $\rho_{2\omega} = \frac{I_{SH(+H)} - I_{SH(-H)}}{I_{SH(+H)} + I_{SH(-H)}}$ , величина которого достигала 7% для несимметричных трехслойных пленок Pt/Co/W. Данный эффект чувствителен к составу структуры и меняет знак при замене, например, платины на тантал в бислойных пленках; это косвенно указывает на его связь с интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории и индуцированных им киральных распределений намагниченности на границах раздела кобальта с тяжелым металлом.

Таким образом, в пленках типа «ферромагнетик-тяжелый металл» были обнаружены вклады в генерацию ВГ, появляющиеся из-за пространственно неоднородной намагниченности в структуре.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

#### Список литературы

1. A. Fert, N. Reyren, V. Cros, Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications// Nature Review Materials. vol. 2, pp. 17031–17045, 2017.
2. O.A. Aktsipetrov, T.V. Murzina, E.M. Kim et al., Magnetization-induced second- and third-harmonic generation in magnetic thin films and nanoparticles // JOSA B, vol. 22, pp. 138-147, 2005
3. A.V. Petukhov, I.L. Lyubchanskii, Th. Rasing, Theory of nonlinear magneto-optical imaging of magnetic domains and domain walls // Phys. Rev. B, vol. 56, pp. 2680-2687
4. E.A. Karashtin, A.A. Fraerman, Spin current and second harmonic generation in non-collinear magnetic systems: the hydrodynamic model // J. Phys. Condens. Matter, vol. 30, pp. 165801 (6 pp)

# РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИПОЛЕЙ В ГИПЕРБОЛИЧЕСКОМ МЕТАМАТЕРИАЛЕ НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТЕРЖНЕЙ

В.Б. Новиков<sup>1\*</sup>, Т.В. Мурзина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Физический факультет,  
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

\*E-mail: vb.novikov@physics.msu.ru

Рассмотрено излучение точечных диполей, расположенных внутри гиперболического метаматериала вблизи его границы с воздухом. Показано многократное узкополосное усиление интенсивности света, излученного диполями в свободное полупространство, в спектральной окрестности режима близкой к нулю компоненты тензора диэлектрической проницаемости метаматериала на основе композитной среды из наностержней золота в матрице оксида алюминия. Резонансное увеличение излучаемой диполями мощности сопровождается специфической диаграммой направленности света.

Параметры излучения атомов, молекул и квантовых точек зависят от оптических свойств их локального окружения. Так применение резонансных оптических структур, таких как фотонные кристаллы, плазмонные нанополоски, микрорезонаторы, позволяет управлять скоростью спонтанных переходов, направленностью и интенсивностью излучения, что важно для создания однофотонных источников излучения. Применение такого подхода требует точного позиционирования источников света, поэтому представляет интерес использование альтернативных структур.

Гиперболические метаматериалы (ГММ) проявляют необычные для большинства веществ оптические свойства: гиперболический закон дисперсии, близкую к нулю компоненту тензора диэлектрической проницаемости, достигаемые в многослойных металл-диэлектрических нанокompозитах или массиве металлических наностержней. Высокая плотность оптических состояний в режиме гиперболической дисперсии света, возникающей вследствие высокой анизотропии метаматериала, позволяет многократно увеличить скорость спонтанных переходов излучателей, расположенных в многослойных ГММ [1, 2]. Другая особенность гиперболических сред заключается в том, что в случае, когда одна из компонент тензора диэлектрической проницаемости близка к нулю, падение света на метаматериал может сопровождаться многократным ростом напряженности электрического поля внутри гиперболической среды [3]. Это должно приводить к увеличению фактора Парселла для источников света, расположенных внутри ГММ.

В работе численно исследуется излучение диполей, помещенных внутри ГММ на основе металлических наностержней в диэлектрической матрице, вблизи его границы с воздухом. Исследованы спектральные зависимости излучаемой диполями мощности света в режимах гиперболической и эллиптической дисперсии, а также в режиме близкой к нулю компоненты тензора диэлектрической проницаемости метаматериала. Исследованы диаграммы направленности света, излученного в свободное полупространство.

Используемый метаматериал состоял из массива наностержней золота в матрице оксида алюминия, ориентированных вдоль нормали к поверхности структуры. Такой оптический композит может быть получен при помощи анодирования пленки алюминия с последующим электрохимическим осаждением золота в поры сформированного оксида алюминия. При расчетах пористость диэлектрической матрицы полагалась равной 15%, что соответствует типичным экспериментальным параметрам. Рассматриваемый композит обладает одноосной анизотропией, проявляя оптические свойства металла для света с ориентацией электрического поля вдоль наностержней, и свойства диэлектрика в ортогональном стержням направлении. Субволновая толщина наностержней золота в таких композитах, составляющая около 30 нм, и сравнимое с этим значением расстояние между стержнями позволяют описывать оптические свойства рассматриваемого метаматериала при помощи модели эффективной среды. Получаемые при этом спектральные зависимости главных компонент тензора диэлектрической

проницаемости показаны на рис. 1а. Действительная часть компоненты  $\epsilon_e$  этого тензора изменяет знак в окрестности длины волны излучения 820 нм, разделяя области эллиптической и гиперболической дисперсии света в коротковолновой и длинноволновой частях спектра, соответственно (рис. 1а).

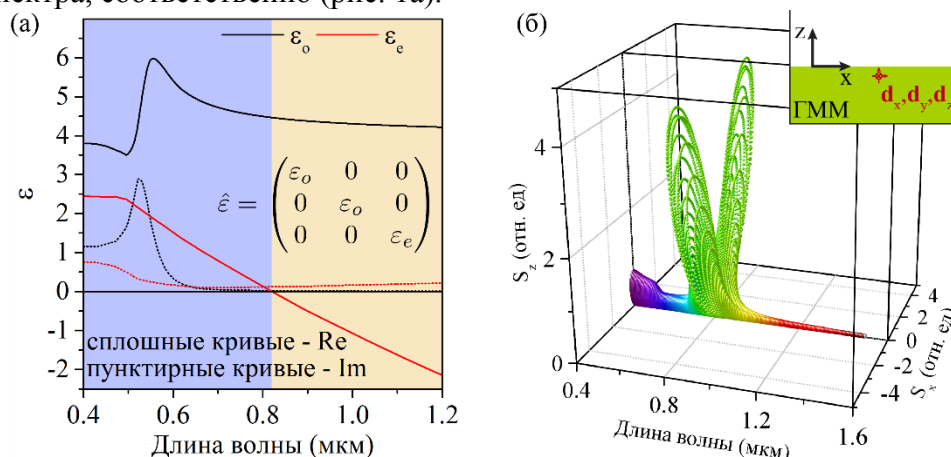


Рис. 1. а) Спектральные зависимости действительных и мнимых частей главных компонент тензора диэлектрической проницаемости ГММ, б) спектральные зависимости индикатрис излучения трех некоррелированных диполей, расположенных в ГММ. Величины  $S_x$ ,  $S_z$  – компоненты вектора Пойтинга.

Рассмотрено излучение трех некоррелированных диполей, расположенных в одной и той же точке внутри ГММ вблизи его границы, как показано на врезке рис. 1 (б). Методом матриц распространения решена граничная задача излучения диполей и получены индикатрисы излучения для различных длин волн света (рис. 1 б). Наблюдается две особенности излучения: изменение диаграммы направленности света и резонансный рост излучаемой мощности при вариации длины волны света. Так в коротковолновой и длинноволновой частях спектра диаграмма направленности имеет единственный максимум, и свет наиболее эффективно излучается вдоль оси Oz. В то же время, в спектральной окрестности близкого к нулю значения  $\text{Re}(\epsilon_e)$  диаграмма имеет два лепестка, указывающих на наиболее эффективное излучение света под углами  $\pm 43^\circ$ . Изменение диаграммы направленности сопровождается узкополосным 12-кратным резонансным усилением излучаемой мощности со спектральной шириной резонанса 60 нм.

Обнаруженное усиление излучения диполей в ГММ связано с его резонансными свойствами в спектральной окрестности близкой к нулю компоненты  $\epsilon_e$  тензора диэлектрической проницаемости метаматериала, приводящей к усилению нормальной компоненты напряженности электрического поля при наклонном падении плоской электромагнитной волны. Это обуславливает резонансное усиление фактора Парселла для диполя, ориентированного вдоль нормали к поверхности ГММ. Именно поэтому наблюдается характерная двухлепестковая диаграмма направленности и резонансный рост мощности света, излученного диполем, ориентированным вдоль оси Oz. Обнаруженный эффект позволит усиливать люминесценцию веществ при помощи ГММ, создавать узкополосные направленные источники света, а также может быть использован как экспериментальный метод обнаружения близкой к нулю компоненты тензора диэлектрической проницаемости ГММ по характеристикам излучения веществ, внедренных в ГММ.

Исследование поддержано грантом РФФ № 19-72-00118.

#### Список литературы

1. W.D. Newman, C.L. Cortes, Z. Jacob Enhanced and directional single-photon emission in hyperbolic metamaterials // JOSA B, vol. 30 (4), pp. 766–775, 2013.
2. T. Galfsky, et al. Broadband enhancement of spontaneous emission in two-dimensional semiconductors using photonic hypercrystals // Nano letters, vol. 16 (8), pp. 4940–4945, 2016.
3. M. Kamandi, et al. Giant field enhancement in longitudinal epsilon-near-zero films // Physical Review B, vol. 95 (16), p. 161105, 2017.

# ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК CORE/SHELL $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ , ПАССИВИРОВАННЫХ 2-МЕРКАПТОПРОПИОНОВОЙ КИСЛОТОЙ

О. В. Овчинников, С. В. Асланов, М. С. Смирнов, А. С. Перепелица\*

*Воронежский государственный университет  
394018, Российская Федерация, Воронеж, Университетская пл., д. 1  
\*E-mail: A-Perpelitsa@yandex.ru*

Установлены условия управления квантовым выходом рекомбинационной ИК люминесценции (800 – 860 нм) коллоидных квантовых точек (КТ)  $\text{Ag}_2\text{S}$ , пассивированных 2-меркаптопропионовой кислотой ( $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МПА}$ ) при формировании структур core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$ . Рассмотрены различные подходы к наращиванию оболочек  $\text{SiO}_2$  с использованием распространенных прекурсоров: (3-меркаптопропил)триметоксисилана (МРТМС),  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$  и тетраэтоксисилана (ТЕОС). Для большинства подходов обнаружено увеличение квантового выхода люминесценции от 1.5 до 5 раз в полосе ИК рекомбинационной люминесценции. Отмечено, что увеличение квантового выхода с формированием оболочки сопровождается увеличением среднего времени жизни люминесценции от 58 нс до 87.6 нс. Показано, что использование больших концентраций серосодержащего прекурсора (МРТМС) для наращивания оболочек  $\text{SiO}_2$  на КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  приводит к росту ядер КТ с образованием большого количества дефектов и снижением квантового выхода люминесценции.

Получение КТ с высоким квантовым выходом размерно-зависимой люминесценцией в NIR области представляет интерес для решения различных задач в приложениях биолюминесцентной сенсорики и фотокатализе. В связи с этим приемы управления люминесцентными свойствами коллоидных квантовых точек  $\text{Ag}_2\text{S}$ , обладающих размерно-зависимой люминесценцией в NIR области (600-1300 нм) представляют повышенный интерес. На квантовый выход КТ существенное влияние оказывают нестехиометрия и фотохимическая активность  $\text{Ag}_2\text{S}$ . Таким образом, актуальна разработка приемов повышения квантового выхода люминесценции КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ .

Данная работа направлена на установление возможностей управления квантовым выходом люминесценции коллоидных КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МПА}$ , синтезированных в этиленгликоле, при создании core/shell КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/\text{SiO}_2$  с использованием различных прекурсоров  $\text{SiO}_2$  (3-меркаптопропилтриметоксисилана, метасиликата натрия и тетраэтоксисилана).

Коллоидные КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$ , пассивированные молекулами 2МПА созданы с помощью модифицированной методики фотоиндуцированного роста, описанной в [1]. Формирование оболочки  $\text{SiO}_2$  производили в две стадии. На первой осуществлялась силанизация поверхности КТ  $\text{Ag}_2\text{S}$  в этиленгликоле путем замены лиганда (2МПА) на гидролизованный в этаноле МРТМС в соотношении  $[\text{МРТМС}]:[\text{Ag}_2\text{S}] = 1:10$  (далее 0.1 МРТМС) с последующим перемешиванием в течение суток в темном помещении. На второй стадии осуществляли увеличение толщины оболочки  $\text{SiO}_2$  путем введения водного раствора  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$  (далее 3.0 W  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$ ) или этанольного раствора ТЕОС (далее 3.0 ТЕОС) в соотношении 3:1 с последующей выдержкой в течении суток в темном помещении при постоянном перемешивании.

Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии, образцы КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МПА}$  имели средний размер 2.9 нм и дисперсией 30%. Наращивание первичной оболочки  $\text{SiO}_2$  на поверхности коллоидных QDs с помощью 0.1 МРТМС приводит к некоторому увеличению среднего размера нанокристаллов в ансамбле. При увеличении толщины оболочки на образце КТ  $\text{Ag}_2\text{S}/2\text{МПА}+0.1$  МРТМС с помощью раствора  $\text{Na}_2\text{SiO}_3$  отмечен рост среднего размера QDs до 3.5 нм при незначительном росте дисперсии по размеру до 35%. Вокруг нанокристаллов квантовых точек наблюдалось заметное размытие, что говорит об образовании оболочки из  $\text{SiO}_2$ . Применение ТЕОС в качестве прекурсора для дополнительного роста оболочки  $\text{SiO}_2$  приводило к возрастанию среднего размера QDs до 3.3 нм с увеличением разброса по размеру до 35%.

В спектрах поглощения всех изученных образцов наблюдали широкие полосы в

районе 1.71-1.74 eV (рис.1 а), соответствующие поглощению основного состояния экситона. По мере наращивания оболочек наблюдается длинноволновое смещение полосы экситонного поглощения на 5-25 нм. Причиной которого является увеличение среднего размера нанокристаллов  $Ag_2S$ , вследствие наличия активной серы в растворе МРТМС, что подтверждается данными анализа ПЭМ изображений. Для образцов с ТЕОС и  $Na_2SiO_3$  теоретическая оценка размеров ядра сильно расходится с данными ПЭМ, из чего можно сделать вывод о формировании оболочки  $SiO_2$  в данных образцах.

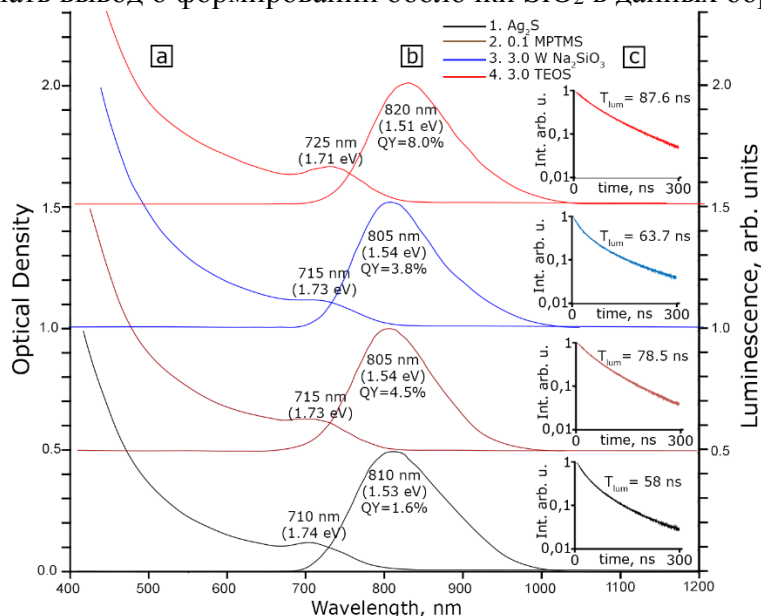


Рис. 1. Спектры поглощения (а), люминесценции (b) и кривые затухания люминесценции (с) образцов коллоидных КТ  $Ag_2S/2MPA$  и  $Ag_2S/SiO_2$ .

Для исследованных образцов КТ  $Ag_2S/2MPA$  наблюдается ИК люминесценция с максимумом при 810 нм, полушириной полосы около 100 нм (0.21 эВ) и стоксовым сдвигом 0.21 эВ (рис. 1b, кривая 1), время жизни люминесценции – 58 нс. Квантовый выход люминесценции составляет 1.6%. В образце 0.1 МРТМС максимум полосы люминесценции незначительно смещён и расположен при 805 нм (рис. 1b, кривая 2), время жизни увеличивается до 78.5 нс. При этом квантового выхода люминесценции увеличивается до 4.5%. Вероятной причиной этих явлений является пассивация интерфейсных дефектов КТ при адсорбции МРТМС на КТ  $Ag_2S/2MPA$ . Применение водного раствора  $Na_2SiO_3$  для увеличения оболочки  $SiO_2$  приводит к снижению квантового выхода люминесценции с максимумом при 805 нм с 4.5% до 3.8% (рис. 1b, кривая 3), время жизни люминесценции при этом снижается до 63.7 нс. Вероятной причиной снижения квантового выхода люминесценции является сильно-щелочная реакция водного раствора  $Na_2SiO_3$ , что может приводить к образованию дефектной оболочки. Наибольшего роста квантового выхода люминесценции до 8% достигли при применении ТЕОС в качестве прекурсора  $SiO_2$  (рис. 1b, кривая 4), в котором наблюдается длинноволновое смещение максимума спектра люминесценции к 820 нм и увеличение среднего времени жизни люминесценции до 87.6 нс.

Таким образом, рассмотрены изменения в спектрах поглощения, люминесценции и среднего времени жизни люминесценции образцов, обусловленные заменой пассиватора и формированием структур core/shell КТ  $Ag_2S/SiO_2$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №19-12-00266.

#### Список литературы

1. O. V. Ovchinnikov, S. V. Aslanov, M. S. Smirnov, et. al. Photostimulated control of luminescence quantum yield for colloidal  $Ag_2S/2-MPA$  quantum dots // RSC Advances, vol. 9(64), pp. 37312-37320, 2019.



# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОДНОФОТОННОГО ПОЛЯ С МАССИВОМ БИСТАБИЛЬНЫХ СЕНСОРНЫХ ЯЧЕЕК

Д. С. Пашин<sup>\*</sup>, М. В. Бастракова

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
603950, Российская Федерация, Нижний Новгород, пр. Гагарина 23  
<sup>\*</sup>E-mail: pashindmi@gmail.com*

Изучено прохождение сигнала в одномерном волноводе через массив бистабильных сенсорных ячеек, каждая из которых состоит из кубита взаимодействующего с джозефсоновским бифуркационным усилителем (ДБУ). Проанализирован эффект «обратного действия» влияния состояний джозефсоновского бифуркационного измерительного усилителя на вероятность возбуждения кубита. Для двух сенсорных ячеек найдены амплитуды вероятности возбуждений и прохождений микроволнового поля в зависимости от различных параметров системы, а также исследован эффект взаимного влияния на состояния кубитов по средствам распространения микроволнового поля в волноводе.

Рассмотрена система, состоящая из  $N$  бистабильных сенсорных ячеек в одномерной волноводной линии (рис. 1). При этом каждая из  $N$  ячеек состоит из сверхпроводникового кубита, связанного с ДБУ [1]. При этом управление состояниями кубитов в ячейках происходит за счёт их ёмкостной связи с резонатором.

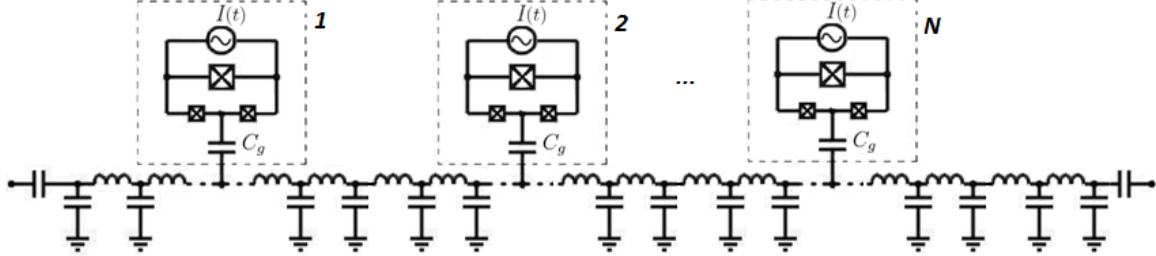


Рис. 1 Схематическое изображение бистабильных сенсорных ячеек, связанных с резонатором через конденсатор ёмкости  $C_g$ .

Общий гамильтониан массива бистабильных сенсорных ячеек в волноводной линии можно представить как:

$$H = \sum_k \hbar \omega_k b^{k\dagger} b^k + \sum_i H_{sys}^i + \sum_i \sum_k \hbar g^i (b^{k\dagger} e^{-ikx_i} + b^k e^{ikx_i}) \sigma_x^i,$$

где первое слагаемое определяет состояние всех мод волновода с частотами  $\omega_k$ ; второе слагаемое – гамильтониан  $N$  бистабильных сенсорных ячеек, что определяется  $N$  кубитами и связанных с ними  $N$  джозефсоновских нелинейных осцилляторов; последнее слагаемое отвечает за ёмкостную связь каждого  $i$ -ого кубита с координатой  $x_i$  с модами волновода с коэффициентом связи  $g^i$ .

Измерительный прибор, роль которого играет ДБУ [2], представляет собой нелинейный осциллятор с вынуждающей силой  $I^i(t) = I_0^i \cos(\omega^i t)$ . В этом случае полный гамильтониан каждой бистабильной сенсорной ячейки в приближении вращающейся волны [3] в терминах операторов рождения  $a^{i\dagger}$  и уничтожения  $a^i$  записывается как:

$$H_{sys}^i = H_q^i + \hbar \left( \omega_p^i \left( 1 + \frac{\lambda^i}{4} \sigma_z^i \right) - \omega^i \right) a^{i\dagger} a^i - 6\mu^i \left( 1 + \frac{\lambda^i}{8} \sigma_z^i \right) (a^{i\dagger} a^i)^2 - \frac{I_0^i}{2} (a^{i\dagger} + a^i),$$

где  $\omega_p^i$ ,  $\mu^i$  – собственные частоты и параметры нелинейности джозефсоновских осцилляторов,  $\lambda^i$  – коэффициенты связи кубитов с ДБУ. При этом гамильтониан кубита с частотой  $\Omega^i$ , в двухуровневом приближении запишется в стандартном виде

$$H_q^i = \frac{\hbar \Omega^i}{2} \sigma_z^i.$$

Прохождение микроволнового сигнала через массив кубитов в однофотонном приближении решалась методом неэрмитового эффективного гамильтониана [4]. В этом приближении считается, что фотон может находиться в волноводе при условии,



что все кубиты находятся в основном состоянии, либо один из кубитов должен быть возбужден, а фотон в волноводе отсутствовать. Такой подход позволяет рассчитать вероятности прохождения и отражения фотона, а также вероятность возбуждения кубита.

Было обнаружено, что для одного кубита резонансная частота фотона, при которой вероятность возбуждения кубита или отражения фотона максимальны, смещается с ростом номера уровня начального состояния ДБУ (рис. 2). Этот эффект является существенным, так как измерение кубита при малой диссипации джозефсоновского бифуркационного усилителя происходит при сильном возбуждении последнего [1].

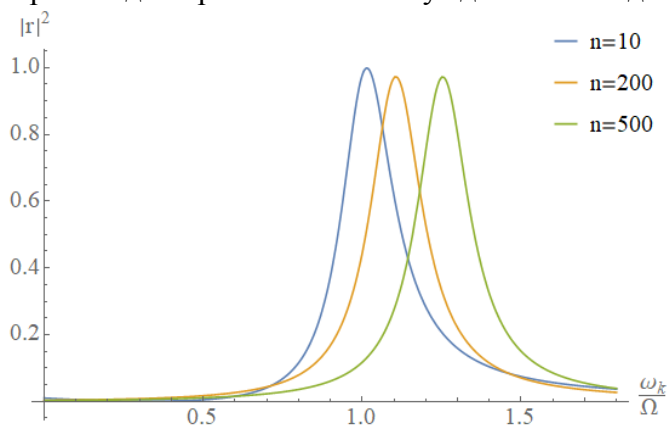


Рис. 2. Вероятность отражения фотона при прохождении через кубит с параметрами системы  $\omega_p = 0.105 \Omega$ ,  $\omega = 0.1\Omega$ ,  $\mu = 3 \cdot 10^{-6}\hbar\Omega$ ,  $\lambda = 0.01$ ,  $I_0 = 0.9\hbar\Omega$  и для различных начальных состояний ДБУ  $n$ .

При рассмотрении массива из двух сенсорных ячеек были найдены зависимости амплитуды вероятности возбуждения отдельного кубита в ячейке от различных параметров системы. Отметим, что при рассмотрении массива из двух идентичных кубитов появляется несимметричность резонансной кривой. Данный эффект коллективного возбуждения связан с интерференцией падающего и отраженного сигнала.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 20-07-00952 А.

#### Список литературы

1. D.S. Pashin and M. V. Bastrakova. Bistable Josephson cell as a single microwave photon sensor // International Journal of Quantum Information, vol. 18 (1), 1941014, 2020.
2. I. Siddiqi, R. Vijay, M. Metcalfe, et.al. Dispersive measurements of superconducting qubit coherence with a fast latching readout // Phys. Rev. B, vol. 73, 054510, 2006.
3. D. Pashin, A. M. Satanin and C. S. Kim. Classical and quantum dissipative dynamics in Josephson junctions: An Arnold problem, bifurcation, and capture into resonance // Phys. Rev. E, vol. 99, 062223, 2019.
4. Ya.S. Greenberg and A.A. Shtygashev. Non-Hermitian Hamiltonian approach to the microwave transmission through a one-dimensional qubit chain // Phys. Rev. A, vol. 92, 063835, 2015.

# МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ЭЛЕКТРООПТИКА СПИРАЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ И АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Е. П. Пожидаев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53

<sup>2</sup>Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет)  
125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д. 4

Представлен анализ современного состояния исследований в мире по созданию спиральных наноструктур жидкокристаллических сегнетоэлектриков и антисегнетоэлектриков, исследованию их электрооптических свойств и перспектив их использования в дисплейных и фотонных устройствах.

Электрооптика спиральных наноструктур жидкокристаллических сегнетоэлектриков (СНЖС) базируется на эффекте деформированной электрическим полем спиральной структуры СНЖС, который известен под англоязычной аббревиатурой DNF-effect [1], поскольку все работы по этому эффекту опубликованы на английском языке, хотя эффект открыт группой российских физиков (среди которых и автор данного сообщения) в содружестве со швейцарскими учёными. Распространение света в СНЖС описывается в терминах электроуправляемого двуосного эллипсоида эффективных показателей преломления, если шаг  $p_0$  спирали много меньше длины волны падающего света. При этом отклонение главной оптической оси от начального положения пропорционально напряжённости поля, а все 3 показателя преломления пропорциональны квадрату электрического поля [2]. Упомянутые выше свойства DNF-эффекта позволяют описывать электрооптику СНЖС в рамках классических подходов кристаллооптики, что показано в докладе на основе анализа фундаментальных работ российских, итальянских, китайских, израильских, немецких и австралийских физиков.

Дан анализ основных электрооптических эффектов в СНЖС, а также физико-технических основ их практических приложений. В частности, рассмотрены ориентационный эффект Керра [2] и эффект электроуправляемой топологической фазы Панчаратнама-Берри [3], открытые российскими физиками в последнее десятилетие. На основе этих эффектов в международной кооперации учёных России, Гонконга, Австралии и Тайваня разработан ряд фотонных устройств нового поколения, в частности:

- полноцветный дисплей без матрицы светофильтров [4], по принципу последовательного чередования цветов подсветки (FSC-display),
- сенсор слабых электрических полей [5],
- модулятор добротности лазеров с частотой генерации гигантских импульсов до 20 кГц [6] (а коммерческие модуляторы позволяют работать с частотой до 500 Гц).

Дан также анализ развития физико-химических основ материаловедения СНЖС в последнее десятилетие, без которых немислимо управление параметрами электрооптических эффектов, в том числе, шагом спирали, динамикой электрооптического отклика и оптическим качеством монодоменов, формирующихся при взаимодействии СНЖС с пограничными поверхностями. Основные успехи в развитии этих основ достигнуты российскими физиками и химиками при поддержке грантов, в результате шаг спиральной наноструктуры был уменьшен до рекордных 50 нм [7].

Определённый вклад в материаловедение СНЖС сделан также польскими и чешскими химиками и физиками, что отражено в докладе.

Электрооптика спиральных наноструктур жидкокристаллических антисегнетоэлектриков (СНЖА) берёт начало с 2016 года, но уже используется для создания электроуправляемых дифракционных элементов. Соответствующий раздел в обзоре предлагается ввиду уникального эффекта порогового, но безгистерезисного переключения в этом классе электрооптических сред при двухчастотном режиме управления [8].

Работа поддержана РФФИ (гранты № 19-12-50048 «Экспансия», 20-02-00746-А и № 19-52-06005 МНТИ\_а).

#### Список литературы

1. L.A. Beresnev, V.G. Chigrinov, D.I. Dergachev, et.al. Deformed helix ferroelectric liquid crystal display – a new electrooptic mode in ferroelectric smectic C\* liquid crystals // *Liq. Cryst.*, vol. 5, pp. 1171-1177, 1989.
2. E.P. Pozhidaev, A.K. Schrivastava, A.D. Kiselev, et.al. Enhanced orientational Kerr effect in vertically aligned deformed helix ferroelectric liquid crystals // *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 2900-2903, 2014.
3. V. V. Kesaev, A. D. Kiselev, E. P. Pozhidaev. Modulation of unpolarized light in planar-aligned subwavelength-pitch deformed-helix ferroelectric liquid crystals // *Phys. Rev. E*, vol. 95, pp. 032705, 2017.
4. E. Pozhidaev, V. Chigrinov, A. Murauski, et.al. V-shaped electrooptical mode based on deformed-helix ferroelectric liquid crystal with subwavelength pitch // *Journal of the SID*, vol. 20 (5), pp. 273-278, 2012.
5. Z. Brodzeli, L. Silvestri, A. Michie, et.al. Sensor at your fibre tips: a novel liquid crystal based photonic transducer for sensing systems // *J. Light. Tech.*, vol. 31, pp. 2940-2946, 2013.
6. C. Wieschendorf, J. Firth, L. Silvestri, et.al. Compact integrated actively Q-switched waveguide laser // *Opt. Exp.*, vol. 25, p. 1692-1701, 2017.
7. V. Mikhailenko, A. Krivoshey, E. Pozhidaev, et.al. The nano-scale pitch ferroelectric liquid crystal materials for modern display and photonic application employing highly effective chiral components: Trifluoromethylalkyl diesters of p-terphenyldicarboxylic acid // *J. Mol. Liq.*, vol. 281, pp. 186–195, 2019.
8. E. P. Pozhidaev, V. V. Vashchenko, V. V. Mikhailenko, et.al. Ultrashort helix pitch anti-ferroelectric liquid crystals based on chiral esters of terphenyldicarboxylic acid // *J. Mater. Chem. C*, vol. 43, pp. 10339-10346, 2016.

# НАНОАНТЕННЫЙ ДАТЧИК ДНК

Д. А. Полетаев\*, Б. В. Соколенко

*Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского  
295007, Российская Федерация, Симферополь, пр. академика Вернадского, 4*

\*E-mail: poletaevda@cfuv.ru

В работе описывается разрабатываемая наноструктура, предназначенная для детектирования заранее заданных последовательностей ДНК. Проводится ее теоретический расчет и обсуждение методики возможного применения.

Полимеразная цепная реакция (ПЦР) – современный метод многократного копирования определенных участков дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК), который широко используется для ДНК-диагностики биологических материалов [1]. Его недостаток – длительность проведения исследования, достигающая в некоторых случаях 12 часов.

Оптические методы качественной и количественной диагностики объектов, в большинстве своем, позволяют проводить анализ в реальном времени [1]. Разрабатываются приемы детектирования отдельных молекул и более сложных соединений [1]. Однако чувствительность данных методов невысока – их нельзя непосредственно применить для анализа ДНК, ввиду малой концентрации исследуемого материала и его небольших размерах, по сравнению с длиной волны зондирующего колебания.

Наноантенны – наноструктуры, которые широко применяются для приема и передачи электромагнитных волн [2]. Достоинством данных структур, с точки зрения диагностики, является возможность резонансной настройки на конкретный диапазон длин волн и высокая чувствительность. Современные исследования данной области сконцентрированы на анализе параметров всего материала, а не отдельных молекул. Целесообразно использовать высокую чувствительность и избирательность наноантенных структур для детектирования конкретной ДНК.

Целью работы является теоретический расчет предлагаемой наноструктуры для детектирования цепочек ДНК.

Предлагаемый наноантенный детектор ДНК (рис. 1) состоит из собственно монополюсной наноантенны – параллелепипеда с размерами  $a$  – длина;  $b$  – ширина;  $l$  – высота; праймера – фрагмента комплементарной к детектируемому участку ДНК последовательности нуклеотидов, который соединяется с детектируемой последовательностью ДНК, условно обозначенного на рисунке цилиндром, высотой  $d$ .

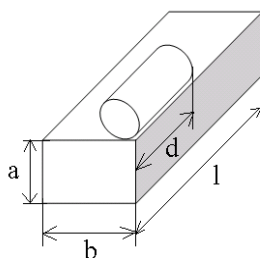


Рис. 1. Структура наноантенны

Работает детектор ДНК следующим образом. Геометрические размеры, тип материала, диэлектрические элементы, окружающие монополюсную наноантенну, влияют на ее резонансную частоту – частоту поглощения падающей электромагнитной волны. В исходном состоянии праймер не соединен с цепочкой ДНК, при этом небольшой праймер с соответствующим значением относительной диэлектрической проницаемости незначительно изменяет резонансную частоту монополюсной наноантенны. При нанесении денатурированных цепочек ДНК на поверхность, покрытую описываемыми наноантеннами, каждый праймер захватывает конкретную, комплементарную ему, цепочку ДНК, притягивая ее к поверхности наноантенны. При этом размеры цепочек ДНК значительно больше размеров праймеров, что приводит к заметному изменению резонансной ча-

стоты наноантенны. Так, поверхность, покрытая наноантеннами, без внесения пробы ДНК поглощает электромагнитную волну с одной длиной, а при внесении ДНК и ее комплементарном соответствии выбранным праймерам, длина поглощаемой волны меняется, что можно наблюдать непосредственно, даже без применения приборов.

Для теоретического расчета наноструктуры выбраны следующие параметры: проводимость проводника наноантенны:  $58 \cdot 10^5$  См/м;  $a = 1$  нм;  $b = 1$  нм;  $l = 40$  нм;  $d = 5$  нм; длина прикрепленной ДНК около 15 нм; относительная диэлектрическая проницаемость праймера и ДНК принята равной 10 [1]. Исходя из формул [2], задающих индуктивность и емкость проводников, вычислялись соответствующие величины. Общий импеданс антенны определялся выражением (1):

$$Z = \left[ \frac{1}{R + j2\pi cL/\lambda} + \frac{1}{R - j\lambda/(2\pi c(C_1 + C_2 + C_3))} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $R$  – эквивалентное сопротивление проводника наноантенны;  $L$  – собственная индуктивность проводника наноантенны;  $C_1$  – собственная емкость проводника наноантенны;  $C_2$  – емкость проводника наноантенны, образованная вследствие присутствия вблизи нее диэлектрического праймера;  $C_3$  – емкость проводника наноантенны, образованная вследствие присутствия вблизи нее участка ДНК.

Из теории антенн [2] известно, что максимальная эффективность приемной антенны достигается при равенстве нулю мнимой части импеданса (1). На рис. 2 представлены графики зависимости мнимой части импеданса монополярной наноантенны (1) от длины волны падающего излучения при наличии участка ДНК и без него.

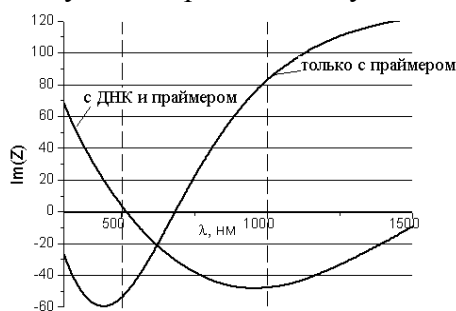


Рис. 2. Зависимость мнимой части импеданса наноантенны от длины волны

И рис. 2 видно, что присутствие участка ДНК существенно меняет резонансную длину волны наноструктуры: более чем на 100 нм, что может быть установлено даже без применения приборов.

Таким образом предлагаемая наноструктура может быть использована в составе экспресс-диагностических приборов для детектирования ДНК вирусов, в частности ковид-19, бактерий, установления сходства ДНК при проведении генетических исследований и др.

Исследование частично профинансировано в рамках поддержанного федеральным государственным автономным образовательным учреждением высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского» гранта № ВГ21/2019.

#### Список литературы

1. Б.Дж. Маккреди, Д.А. Чимера Обнаружение и идентификация патогенных микроорганизмов молекулярными методами. Молекулярная клиническая диагностика. Методы. М.: Мир, 506 с., 1999.
2. С.А. Balanis Antenna theory: analysis and design New York: John Willey & Sons, 458 p., 1996.

# НАНОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ В ВОЗДУХЕ, КАК МЕТОД СИНТЕЗА НАНОЧАСТИЦ

В. А. Светличный

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

Разработка методов синтеза чистых высокоактивных наночастиц различного состава представляет интерес для их применения в катализе, биомедицине, сенсорике, оптических технологиях. Одним из современных физических методов, успешно развитых в последние годы, является лазерная абляция в жидкости. В данной работе развивается метод, основанный на лазерной абляции в газовой фазе, который дополняет метод абляции в жидкости. Рассмотрена экспериментальная установка для наносекундной абляции в атмосферном воздухе. Приведены результаты абляции мишеней металлических Zn и Fe. Рассмотрены процессы, протекающие при абляции. Наночастицы изучены методами электронной микроскопии, рентгенофазового анализа, электронной (УФ-видимой) и колебательной (ИК и КР) спектроскопии. Показано влияние паров воды на эффективность взаимодействия материала мишени с  $N_2$  воздуха.

Импульсная лазерная абляция (ИЛА) объемных мишеней в жидкости широко используется для синтеза «чистых» нанокolloидов [1, 2]. Полученные ИЛА в жидкости наночастицы (НЧ) нашли применение в сенсорике, катализе, биомедицине [2-4] и ряде других высокотехнологичных областей. Физико-химические процессы и основные механизмы ИЛА в жидкости к настоящему времени достаточно хорошо изучены, что позволяет управлять процессами синтеза для получения НЧ с заданными параметрами.

Вместе с тем, взаимодействие чистых высокоактивных частиц с растворителем приводит к дальнейшим химическим реакциям, приводящим к значительной трансформации структуры и свойств НЧ [5]. Кроме того, для ряда применений НЧ требуются в виде порошков. Решить эти задачи, при сохранении многих преимуществ высокоэнергетического метода ИЛА, может абляция в газе. В связи с этим в последние несколько лет ИЛА в вакууме и газовой среде вызывает интерес не только для получения нанопокровтий, но и для синтеза ультрадисперсных порошков [4, 6].

Одним из простых и эффективных вариантов реализации ИЛА в газе является абляция непосредственно в воздухе при атмосферном давлении. Наличие в воздухе ~20 % кислорода и достаточная плотность среды должны позволять эффективно синтезировать оксиды при ИЛА мишеней многих активных металлов. При этом, в отличие от ИЛА в жидкости (воде, спирте и др.), при абляции в воздухе меньше вероятность образования гидроксидов и карбонатов. Вместе с тем наши эксперименты по синтезу НЧ в атмосферном воздухе показали, что помимо желаемой фазы оксида образуются и другие соединения. Так при ИЛА железа, помимо основной фазы магнетита  $Fe_3O_4$  присутствовали фазы нитридов и нитратов железа [7], а при ИЛА цинка, помимо  $ZnO$ , наблюдалась фаза гидронитрата цинка  $Zn_5(OH)_8(NO_3)_2 \times 2H_2O$  [4].

Для установления механизмов взаимодействия материала мишени с молекулами, входящими в состав воздуха, и процессов формирования НЧ были проведены исследования влияния состава атмосферы и мощности лазерного импульса при ИЛА. Эксперименты проводились с использованием сфокусированного излучения Nd:YAG лазера (1064 нм, 7 нс, 150 мДж, 20 Гц). Экспериментальная установка и методика синтеза описаны в работах [4, 7].

Варьирование влажностью воздуха и использование модельных смесей показало, что взаимодействие молекулярного азота с материалом мишени в лазерной плазме эффективно протекает только в присутствии паров воды. При плотности мощности лазерного излучения на поверхности мишени  $W=300-400$  МВт/см<sup>2</sup> в сухом воздухе (влажность 15 % и менее) доля фаз соединений с азотом при ИЛА Zn и Fe >1 %. Повышение влажности до 40–60 % при той же плотности мощности лазерного излучения доля соединений с азотом возрастает до 5–10 %. Дальнейшее увеличение влажности снижает

эффективность взаимодействия с азотом и при 100 % влажности соединений с азотом в составе образующихся НЧ не наблюдается вовсе. В этом случае состав НЧ аналогичен случаю ИЛА в воде. Исследование ИЛА при фиксированной влажности и различных плотностях мощности возбуждения показало увеличение доли азотсодержащих соединений в НЧ при увеличении плотности мощности лазерного импульса.

Анализ плазменного факела при ИЛА Zn показывает в нем наличие возбужденных Zn, O и N. При относительно маленьких плотностях мощности в спектре наблюдаются только полосы атомарного цинка Zn(I). При W около 250 МВт/см<sup>2</sup>, в спектре абляционной плазмы проявляются преимущественно пики излучения, относящиеся к плазме атомарного цинка Zn(I): слабая уширенная полоса в области 307 нм (переход  $4s4p\ ^3P-4s6s\ ^3S$  и две более интенсивные полосы в области 330-335 нм, где находятся до 6 полос, соответствующих переходу  $4s4p\ ^3P-4s4d\ ^3D$ . Три характерных интенсивных пика на 468, 472 и 481 нм, соответствуют переходу  $4s4p\ ^3P-4s5s\ ^3S$ , а полоса 636 нм – переходу  $4s4p\ ^1P-4s4s\ ^1D$ . При увеличении W, наряду с сигналом от Zn(I) в области 491 нм (переходы  $4f\ ^2F_{5/2}-4d\ ^2D_{3/2}$  и  $4f\ ^2F_{7/2}-4d\ ^2D_{5/2}$ ), 589,5 нм (переход  $[Ar]3d^94s^2\ ^2D_{3/2}-4p\ ^2P_{1/2}$ ), 600-610 нм (переходы  $5d^2D_{3/2}-5p\ ^2P_{1/2}$  и  $5d^2D_{5/2}-5p\ ^2P_{3/2}$ ) появляются сигнал от ионизованных состояний Zn(II).

Свечение плазмы, связанной с атомарным азотом N(I) представлено тремя пиками на 745, 821 и 868 нм, относящимися к переходам  $3s^4P-3p^4S^0$ , двумя полосами в области 818,5 – 824,2 нм ( $3s^4P-3p^4P^0$  переход), полосой на 868 нм (относится к  $3s^2P-3p^2P^0$  или  $3s^4P-3p^4D_0$  переходу), которые увеличиваются при возрастании W. Полосы на 777 нм и 844,6 нм принадлежат известным переходам атомарного кислорода O(I).

Таким образом, проведенные исследования показали, что азот, наряду с кислородом, может активно участвовать в реакциях, протекающих в абляционной плазме и влиять на структуру образующихся НЧ. Полученные результаты позволяют оптимизировать условия ИЛА для синтеза НЧ с заданными характеристиками

Исследование поддержано Программой повышения конкурентоспособности ТГУ.

#### Список литературы

1. H. Zeng, X.-W. Du, S.C. Singh, et.al. Nanomaterials via laser ablation/irradiation in liquid: A review // *Adv. Funct. Mater.*, vol. 22, pp. 1333–1353, 2012.
2. S. Reichenberger, G. Marzun, M. Muhler, S. Barcikowski, Perspective of Surfactant-free Colloidal Nanoparticles in Heterogeneous, Catalysis // *ChemCatChem*, vol. 11, pp. 1–31, 2019.
3. T. Kondo, Y. Sato, M. Kinoshita, et.al. Room temperature ethanol sensor based on ZnO prepared via laser ablation in water // *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 56, 080304, 2017.
4. 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), 186, 2019.
5. D.A. Goncharova, T.S. Kharlamova, I.N. Lapin, V.A. Svetlichnyi Chemical and Morphological Evolution of Copper NPs Obtained by Pulsed Laser Ablation in Liquid // *J. Phys. Chem. C*, vol. 123 (35), pp. 21731–21742, 2019.
6. M. Boutinguiza, R. Comesana, F. Lusquinos et.al. Production of silver nanoparticles by laser ablation in open air // *Appl. Surf. Sci.*, vol. 336, pp. 108–111, 2015.
7. V.A. Svetlichnyi, A.V. Shabalina, I.N. Lapin, et.al. Study of Iron Oxide Magnetic Nanoparticles Obtained via Pulsed Laser Ablation of Iron in Air // *Appl. Surf. Sci.*, vol. 462, pp. 226–236, 2018.

# САМОСБОРКА НАНОСТРУКТУР ИЗ КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК, УПРАВЛЯЕМАЯ КВАЗИРЕЗОНАНСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. В. Слабко\*, А. С. Ципотан

*Сибирский федеральный университет*  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28  
\*E-mail: vslabko49@mail.ru

Приведены результаты численных и натуральных экспериментов по самосборке наноструктур с заданной формой и составом в поле квазирезонансного лазерного излучения из коллоидных квантовых точек (CQD), что позволяет говорить о возможности преодоления дифракционного предела, во всяком случае при их формировании.

Введение понятия «нанотехнологии» в качестве нового научного направления обусловлено, как минимум, двумя причинами: 1) уникальностью физических свойств нано объектов, в которых их поверхность играет значительную роль и 2) отсутствием возможности широкого использования универсальных технологий, таких как фотолитография в микроэлектронике, позволяющих формировать наноструктуры из-за дифракционного предела. Поэтому разработка новых подходов, позволяющих на промышленном уровне получать наноструктуры с требуемой конфигурацией и свойствами, даст возможность выйти на новый уровень развития различных областей науки и техники, в т. ч. фотоники электроники, является актуальной.

Особо привлекательными в этом смысле выглядят процессы самоорганизации, основанные на межмолекулярных взаимодействиях. Ранее в работах [1, 2] был предложен метод управляемой самосборки коллоидных наночастиц в устойчивые структуры в поле резонансного лазерного излучения. Было показано, что взаимодействие резонансных наноразмерных частиц в ближнем поле открывает перспективы для создания структур с заранее заданной геометрией и составом, поскольку энергия наведенного диполь-дипольного взаимодействия не только позволяет преодолеть барьер, препятствующий спонтанной агрегации, но и зависит как от частоты так и от поляризации внешнего излучения. В дальнейшем удалось экспериментально подтвердить, высказанные ранее в предположения [3]. В докладе обсуждаются результаты численных и натуральных экспериментов по влиянию начального расстояния и ориентации пар и троек CQD, и других параметров среды и поля на вероятность образования устойчивой наноструктуры. Отметим, что наличие резонансов являются селективным фактором, определяющим не только качественный состав, но совместно с поляризацией поля и геометрическую форму самособирающейся структуры, которые могут быть заранее заданы. Поэтому в качестве объектов для исследований могут быть использованы не только полупроводниковые QD, но и другие коллоидные частицы, обладающие резонансами в оптическом диапазоне. В качестве таких можно назвать обладающие плазмонным резонансом металлические наночастицы, а так же наночастицы изоляторов, допированных ионами переходных металлов, что позволяет формировать наноструктуры из представляющих собой полный набор материалов микроэлектроники. При этом размеры формируемых структур близки к размерам наночастиц и составляют величину порядка нескольких нанометров, что позволяет говорить о возможности преодоления дифракционного предела, во всяком случае, при создании наноструктур.

## Список литературы

1. V.V. Slabko, G.G. Khachatryan, A.S. Aleksandrovsky, Self-organized aggregation of small metal particles controlled by an external light field // JETP Lett., v. 84, pp. 300-304, 2006.



2. V. V. Slabko, A. S. Tsipotan, A. S. Aleksandrovsky, Resonant light-controlled self-assembly of ordered nanostructures // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, V.10, pp. 636–643, 2012.

3. A.S. Tsipotan, M.A. Gerasimova, V.V. Slabko, A.S. Aleksandrovsky, Laser-Induced Wavelength-Controlled Self-Assembly of Colloidal Quasi-Resonant Quantum Dots // Opt. Express, vol. 24(10), pp. 11145-11150, 2016.

# МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ, СОДЕРЖАЩИЙ НАНОЧАСТИЦЫ СУЛЬФИДА ЕВРОПИЯ, СОЗДАННЫЙ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ МЕТОДОМ

Ж. Г. Снежная<sup>1\*</sup>, Л. А. Сокура<sup>1,2</sup>, К. М. Латыпова<sup>1</sup>, А. В. Апанасевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

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

\*E-mail: zhgsnezhnaia@itmo.ru

<sup>2</sup>Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе

194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

В настоящее время ведутся активные работы по созданию новых оптоэлектронных устройств. В связи с этим происходит интенсивная разработка композитных материалов для применения в оптоэлектронике. В данной работе представлен синтез магнитооптического материала, содержащего наночастицы европия, золь-гель методом. Выбор материала обусловлен его высоким значением константы Верде в видимом диапазоне, а метода золь-гель – так как он является достаточно дешевой технологией.

В настоящее время стоит очень важная задача улучшения рабочих характеристик оптоэлектронных устройств, повышения их точности и безопасности. Одним из решений этой проблемы является создание новых функциональных материалов. Например, материалов, обладающих магнитооптическим эффектом, таким как эффект Фарадея. Эффект Фарадея заключается в изменении угла поляризации света, проходящего через активную среду, при внешнем магнитном поле. Величина поворота угла зависит от оптической длины света, величины внешнего магнитного поля и константы Верде (1):

$$\varphi = VBl, \quad (1)$$

где  $\varphi$  – угол поворота;  $V$  – константа Верде;  $B$  – магнитная индукция внешнего магнитного поля;  $l$  – длина оптического пути.

В настоящий момент в качестве магнитооптических материалов для оптоэлектроники используются объемные магнитооптические стекла или стеклянное оптическое волокно. Данные материалы имеют ряд недостатков, таких как малое значение константы Верде, а также ее непостоянство в объеме материала, в связи с чем приходится увеличивать оптическую длину пути, что приводит к громоздкости конечного изделия.

В данной работе главной целью являлось создание тонкопленочного магнитооптического материала, обладающего высокой константой Верде. Известно, что объемные наночастицы сульфида европия (EuS) обладают высокой константой Верде – около  $0,5 \frac{\text{мин}}{\text{Гс*см}}$  при длине волны проходящего света 630 нм [1]. Поэтому в данной работе в качестве активного материала был выбран сульфид европия. Обычно для получения наночастиц EuS используется сложный многоступенчатый синтез с применением высоких температур [2-3]. В нашей работе мы предлагаем для получения тонкопленочного магнитооптического материала использовать золь-гель метод, который является простым в технологии и не подразумевает использование высоких температур.

Магнитооптический материал был получен двумя способами золь-гель метода с температурой синтеза не превышающей 200 °С. Первый способ заключался в приготовлении раствора из 0,8 мМ нитрата европия и 2,4 мМ тиоцианата аммония, в качестве растворителя использовался монометиловый эфир этиленгликоля. Получение золя происходило плавным нагревом и перемешиванием раствора. На кварцевую подложку золь наносили методом центрифугирования. Полученный образец обладал магнитооптическим эффектом, константа Верде для него составила  $V \approx 0,3 \frac{\text{мин}}{\text{Гс*см}}$ .

Второй способ заключался в приготовлении раствора 0,8 мМ нитрата европия и 2,4 мМ тиоцианата аммония, при добавлении ацетата цинка и нитрата алюминия, в качестве растворителя использовался монометиловый эфир этиленгликоля. Далее раствор медленно выпаривался до получения твердой структуры, которая затем измельчалась в ступке до состояния порошка. Полученный порошок помещался в оптически прозрач-

ную матрицу оксида цинка. Полученный образец также обладал магнитооптическим эффектом. На рисунке 1 приведена рентгенограмма синтезированной твердой структуры, которая подтверждает присутствие в образце фазы EuS.

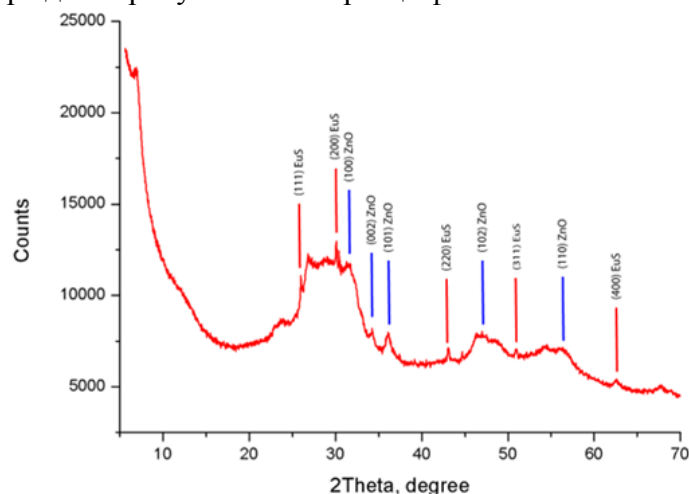


Рис. 1. Рентгенограмма порошка сульфида европия

Так же получены спектры люминесценции образцов полученных первым и вторым способом (рис. 2), по ним также подтверждается наличие сульфида европия EuS в полученных образцах.

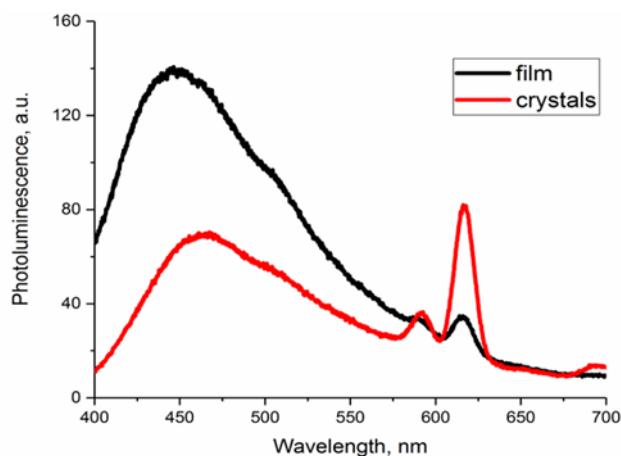


Рис. 2. Спектры люминесценции полученных первым и вторым способом образцов.

В данной работе описаны результаты разработки двух способов синтеза магнитооптического материала. Приведены данные рентгеновских исследований полученных образцов, подтверждающих наличие в них сульфида европия. Приведены спектры люминесценции полученных образцов, обладающие характерными пиками сульфида европия. Получен тонкопленочный образец, константа Верде которого  $0,3 \frac{\text{мин}}{\Gamma\text{с}\cdot\text{см}}$ .

#### Список литературы

1. Y. Hasegawa Magnetic semiconductor EuO, EuS, and EuSe nanocrystals for future optical devices // Chemistry Letters, vol. 19(1), pp. 2-7, 2013.
2. R. Reisfeld, T. Saraidarov Innovative materials based on sol-gel technology // Optical Materials, vol. 28(1-2), pp.64-70, 2006.
3. A. Tanaka, H. Kamikubo, M. Kataoka, Y. Hasegawa, T. Kawai Size-Controlled Aggregation of Cube-Shaped EuS Nanocrystals with Magneto-Optic Properties in Solution Phase. // Langmuir, vol. 27(1), pp.104-108, 2011.

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМОННОРЕЗОНАНСНЫХ НАНОЧАСТИЦ

А. Э. Соколов\*, В. Н. Заблуда, А. В. Шерепа, М. Н. Волочаев, Д. А. Великанов, О. С. Иванова

*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38*

\*E-mail: alexeys@iph.krasn.ru

Исследованы оптические, магнитные и магнитооптические свойства коллоидных растворов плазмоннорезонансных наночастиц ряда благородных металлов и полупроводников. Делаются выводы о природе формирования магнетизма плазмоннорезонансных наночастиц.

Интерес в области изучения наноматериалов растет с каждым годом, как с прикладной, так и с фундаментальной точки зрения, при этом никого уже не удивляет обнаружение у исследуемых материалов свойств отличных от их объемных аналогов. Одним из бурно развивающихся направлений является наноплазмоника, изучающая явления, связанные с колебаниями электронов проводимости в металлических наноструктурах и наночастицах (поверхностный плазмонный резонанс) и взаимодействие этих колебаний со светом, атомами и молекулами, с целью создания сложных оптических наноустройств.

В последнее десятилетие появилось огромное количество работ, связанных с изменением магнито-оптических свойств плазмонных наноматериалов на основе серебра и золота [1, 2]. А недавно авторами обнаружено явление магнитного-кругового дихроизма на квантовых точках CdTe [3]. При этом механизм возникновения магнито-оптических свойств в различных наночастицах обладающих поверхностным плазмонным резонансом активно обсуждается.

В работе исследовались свойства коллоидных растворов наночастиц золота, серебра и полупроводниковых наночастиц CdTe и Ge со средним размером наночастиц около 6 нм, полученных химическим синтезом. На спектрах МКД для всех материалов наблюдается S-образная зависимость спектра, а не симметричность ее говорит о выраженной парамагнитной зависимости. Точка перехода S-образной кривой фактически совпадает с положением поверхностного плазмонного резонанса. Что свидетельствует о его решающем вкладе в механизм магнитного кругового дихроизма. Делаются выводы о механизме формирования магнетизма плазмоннорезонансных наночастиц.

Исследования морфологии наночастиц проводились на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi TM 5500, оборудованном EDS приставкой.

Измерения намагниченности образцов проводились при комнатной температуре с помощью вибрационного магнитометра, разработанного в ИФ СО РАН.

Магнитооптические и оптические спектры получены при комнатной температуре в диапазоне 350-1100 нм на установке для спектрополяриметрических исследований разработанной в ИФ СО РАН на базе монохроматора МДР-2. Поле до 15 кЭ, спектральное разрешение 1 нм.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 19-42-240005.

### Список литературы

1. Соколов А.Э., Овчинников С.Г., Заблуда В.Н., Кальсин А.М., Зубавичус Я.В. Магнитный круговой дихроизм и природа ферромагнетизма в коллоидных наночастицах золота // Письма в ЖЭТФ, Т. 97(2), С.104 – 107, 2013.
2. Marie-Christine Daniel, Didier Astruc Gold Nanoparticles: Assembly, Supramolecular Chemistry, Quantum-Size-Related Properties, and Applications toward Biology, Catalysis, and Nanotechnology // Chem. Rev., vol. 104, pp. 293-346, 2004.
3. A.V. Malakhovskii, A.E. Sokolov, A.S. Tsipotan, S.M. Zharkov, V.N. Zablude Magnetic circular dichroism of CdTe nanoparticles // Phys. Lett. A, vol.382, pp. 980-983, 2018.

# ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ОДИНОЧНЫХ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ В БЕСКИСЛОРОДНЫХ КРИСТАЛЛАХ LiF

Р. А. Тазиев<sup>1,2,\*</sup>, Е. Ф. Мартынович<sup>1,2</sup>, В. П. Дресвянский<sup>1</sup>, А. Л. Ракевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Иркутский филиал Института лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук  
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, д. 130а

\*E-mail: tazievrenat@mail.ru

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Иркутский государственный университет»  
664003, Российская Федерация, Иркутск, ул. Карла Маркса, д. 1

Исследованы характеристики одиночных центров окраски в кристаллах, выращенных в восстановительной и окислительной атмосферах. В кристаллах, выращенных в восстановительной атмосфере, найдены центры окраски, у которых наблюдается люминесценция в области  $\lambda_{\max}=800$  нм с постоянной времени затухания 26-28 нс. Исследованы характеристики мерцающих траекторий интенсивности люминесценции этих центров. Установлено, что данные центры формируются на дорадиационных дефектах.

Исследованы кристаллы, выращенные методом Стокбаргера в графитовом тигле, а также, для сравнения, – кристаллы, выращенные на воздухе методом Киропулоса. В первом случае кристаллы росли в восстановительной атмосфере, способствующей удалению кислорода из кристалла, во втором случае атмосфера была окислительной. Чтобы убедиться в наличии или отсутствии кислорода в кристаллах, мы возбуждали люминесценцию УФ излучением в области 200-250 нм с помощью пятой гармоники неодимового лазера YAG:Nd<sup>3+</sup> с длиной волны  $\lambda_{\text{ex}}=213$  нм. Наличие в спектре люминесценции полосы с максимумом 419 нм указывало на присутствие в кристалле кислородсодержащих центров [1]. В кристаллах, выращенных в графитовом тигле такой полосы не было.

Для создания центров окраски кристаллы облучались малыми дозами рентгеновского излучения. Малая доза нужна была для того, чтобы концентрация исследуемых центров окраски была настолько малой, чтобы в перетяжку возбуждающего лазерного излучения, формируемую высокоапертурным объективом микроскопа, попадало не более одного центра. Затем, после выдержки для завершения переходных процессов, были проведены измерения спектров люминесценции облученных кристаллов. Облучение при описанных выше условиях приводило к созданию в кристаллах, выращенных в восстановительной атмосфере, центров окраски, люминесцирующих в области  $\lambda_{\max} = 800$  нм. В кристаллах, выращенных на воздухе, такой полосы не было.

Люминесценция двух типов кристаллов возбуждалась лазерным излучением с длиной волны  $\lambda_{\text{ex}}=532$  нм. При измерении спектров люминесценции использовался светофильтр низких частот с Г-образной характеристикой пропускания с длиной волны от-

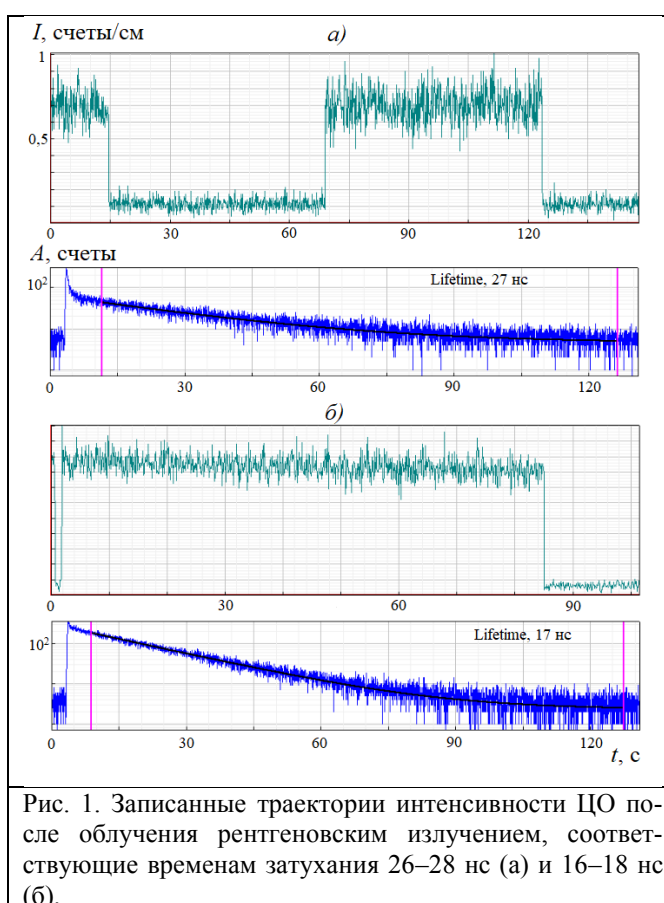


Рис. 1. Записанные траектории интенсивности ЦО после облучения рентгеновским излучением, соответствующие временам затухания 26–28 нс (а) и 16–18 нс (б).

сечки 550 нм. Люминесценция регистрировалась на глубине 50 микрон, чтобы отстроиться от посторонних центров люминесценции, обычно регистрируемых на поверхности образцов при использовании высокочувствительных микроскопических методов исследования, как в нашем случае. Такая глубина позволяла, с одной стороны, отстроиться от поверхности, а с другой стороны, она оставалась достаточно малой, чтобы не искажались измеряемые спектры люминесценции вследствие реабсорбции. Исследования проведены с помощью конфокального сканирующего люминесцентного микроскопа с временным разрешением MicroTime 200. В экспериментах регистрировались квантовые траектории интенсивности люминесценции (КТИЛ) одиночных центров окраски, а также измерялись постоянные времена затухания их люминесценции методом время-коррелированного счета одиночных фотонов. Фактически, КТИЛ представляет собой зависимость интенсивности люминесценции одиночного центра от времени при постоянном действии возбуждающего излучения. В нашем эксперименте в качестве возбуждающего излучения использовалась непрерывная последовательность пикосекундных лазерных импульсов с постоянной частотой следования, которая могла переключаться в диапазоне  $10^5 - 10^7$  Гц. При записи квантовых траекторий образец был ориентирован таким образом, чтобы вектор напряженности электрического поля был направлен вдоль ребра кристаллической решетки, расположенного на его входной поверхности. Ориентация влияла на характер траекторий.

Зарегистрированные траектории имели мерцающий характер. Они включали временные интервалы двух типов: on-интервалы, в которые регистрировалась люминесценция постоянной интенсивности, и off-интервалы, в которых люминесценция отсутствовала. Длительности этих интервалов изменялись случайным образом. Полученные траектории разделились по временам затухания люминесценции на две группы: у первой времена затухания находятся в пределах 16–18 нс, у второй 26–28 нс. На рис. 1 показаны траектории, соответствующие двум группам времён затухания. Очевидно, что эти группы относятся к двум разным типам центров свечения, т. е. к разным типам центров окраски. Первая группа – это собственные  $F_2$  центры, вторая – центры, созданные на дорадиационных дефектах (800 нм, 26-28 нс).

Для того чтобы люминесценция имела такой характер, необходимо, чтобы частица время от времени попадала в «темное состояние», пребывая в котором, она не может поглощать свет возбуждающего лазера, вследствие чего люминесценция пропадает. Затем она должна возвращаться в исходное состояние. Причиной таких изменений могут быть квантовые переходы между энергетическими уровнями центра люминесценции, либо структурные переходы, в результате которых центр люминесценции выходит из резонанса с возбуждающим излучением [2]. В изолированных атомах попадание в off-состояние может стимулироваться дополнительной лазерной подсветкой. В кристаллах частица способна попадать в такое состояние самопроизвольно. Например, между основным синглетным и первым возбужденным синглетным электронным уровнем в двухэлектронных центрах окраски существует триплетный уровень. Этот триплетный уровень выполняет роль «темного состояния».

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства культуры, образования, науки и спорта Монголии, проект № 17-52-44015 Монг\_а.

#### Список литературы

1. А. И. Непомнящих, Е. А. Раджабов, А. В. Егранов, Центры окраски и люминесценция кристаллов LiF. Новосибирск: «Наука», 113 с. (1984).
2. И. С. Осадько, Флуктуирующая флуоресценция наночастиц. М: «Физматлит», 320 с., 2011.

# THERMAL INFLUENCE IN THE PROCESS OF SELF-ASSEMBLY OF QUANTUM DOTS BY QUASI-RESONANT LASER RADIATION

V. A. Tkachenko<sup>1\*</sup>, A. S. Tsipotan<sup>1</sup>, A. S. Aleksandrovsky<sup>1,2</sup>, V. V. Slabko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Siberian Federal University,  
79 Svobodny prospect, Krasnoyarsk, 660041, Russian Federation  
\*E-mail: mr.viktor.tkach@mail.ru*

<sup>2</sup>*Kirensky Institute of Physics Federal Research Center KSC SB RAS,  
Akademgorodok 50 bld.38, 660036 Krasnoyarsk, Russia*

The process of aggregation of two colloidal quantum dots in the field of quasiresonant laser radiation is investigated via computer simulation. The cases of either completely deterministic movement of particles or the movement with the account for random forces are considered. The conditions of pair formation are determined in dependence on initial interparticle distance, on laser wavelength, and on their initial orientation with respect to polarization plane of laser radiation. It is shown that despite velocity of thermal motion dominates over the velocity of directional diffusion of quantum dots, the account for random forces weakly influences on the probability of pair formation, the latter being close to results obtained in the deterministic case.

Nanostructures consisting of quantum dots demonstrate unique properties that open up wide possibilities for their applications. This report is devoted to previously propose universal method for assembling such structures from colloidal quantum dots. This method allows us to control the geometry and composition of the structure.

The ligand layer that prevents spontaneous coupling, due to electrostatic repulsion, covers the colloidal nanoparticles. The external field of quasi-resonant laser radiation induces onto nanoparticles the variable dipole moment. If the dipole-dipole interaction force exceeds repulsion, the colloidal quantum dots aggregate and are fixed by the van der Waals force. The resonant nature of the process allows controlling the probability of aggregation, and the anisotropy of the dipole interaction fields allows controlling the structure's geometry. In previous works, the assembling process of a pair of CdTe quantum dots suspended in water was considered.

It is important to note that the accuracy of assembling by this method is limited through chaotic thermal motion. In this report, we estimate the effect of Brownian motion on the self-assembly of a pair of CdTe dots in water in the field of quasi-resonant laser radiation.

It is shown that velocities of aggregating particles' movement in Brownian-less model are generally smaller than estimated thermal velocity and exceed it only within certain time periods. In the Brownian-less model, particles aggregate only if they are initially located on a line parallel to the vector of the external field or slightly deviating from it. The angle of permissible deviation at which aggregation occurs depends on the frequency of the laser radiation and the distance between the particles.

In the case of a model that takes into account Brownian motion, there is no limit angle; the aggregation process becomes probabilistic. However, the probability of aggregation of two randomly located particles in this model differs by no more than 2%.

Thus Brownian-less model allows predicting behavior of nanoparticle in a real suspension despite the fact that the thermal energy is several times higher than the interaction energy of two separate particles.

## References

1. M.G. Donato, O. Brzobohaty, S.H. Simpson, et.al. Optical trapping, optical binding, and rotational dynamics of silicon nanowires in counter-propagating beams // *Nano Lett.*, vol. 19, pp. 342–352, 2019.
2. V.A. Tkachenko, A.S. Tsipotan, A.S. Aleksandrovsky, et.al. Three-dimensional model of quantum dots' self-assembly under the action of laser radiation // *Computer Optics*, vol. 41 (4), pp. 577-580, 2017.
3. A. S. Tsipotan, M.A. Gerasimova, V.V. Slabko, et.al. Laser-induced wavelength-controlled self-assembly of colloidal quasi-resonant quantum dots // *Opt. Express*, vol. 24 (10), pp. 11145-11150, 2016.

# ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛИКАТА ВИСМУТА, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Е. Д. Фахрутдинова\*, А. Г. Голубовская, В. А. Светличный

*Томский государственный университет  
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36  
\*fakhrudinovaed@gmail.com*

Данная работа посвящена получению и исследованию силикатов висмута для фотокатализа. Образцы были получены импульсной лазерной абляцией мишеней Si и Bi при воздействии Nd:YAG лазером (1064 нм, 7 нс, 20 Гц, 160 мДж), с последующим облучением этим же лазером смеси коллоидных растворов и сушкой. Исходные порошки рентгеноаморфны и состоят из наночастиц со средним размером 30 нм и удельной поверхностью 52 м<sup>2</sup>/г. После термообработки при 400 и 600 °С в образцах происходят структурные изменения с образованием промежуточных фаз, предположительно оксида и/или  $\gamma$ -силленита висмута, а затем метасиликата висмута, соответственно. Изучены спектры диффузного отражения образцов, которые подтверждают формирование данных соединений. Полученные материалы проявляют высокую активность в процессе фоторазложения красителя Родамина Б под действием LED источника.

Силикаты висмута (BSO) относятся к новым перспективным классам материалов, используемым для фотокаталитической очистки воды и производства водорода. Интерес к BSO обусловлен рядом преимуществ, таких как высокая электрохимическая стабильность, эффективное разделение электронов и гибкий выбор полупроводников с желаемыми запрещенными зонами для эффективного поглощения света [1]. Так как способ синтеза значительно влияет на функциональные свойства материалов (состав, размер, форма частиц, морфология, структура), то он является определяющим фактором для их дальнейшего применения. В литературе используется несколько методов синтеза таких структур: механохимический синтез с использованием шаровых мельниц, метод расплавления солей, золь-гель, гидротермальный, микроволновый метод, седиментация и гидролиз оксалатов. Однако на сегодняшний день существует определенная проблема при получении заданных структур, имеющих определенный фазовый состав, морфологию и размерные характеристики. В данной работе предлагается синтезировать BSO методом импульсной лазерной абляции (ИЛА) в жидкости. Данный метод относительно прост, при синтезе можно варьировать множеством параметров, включая материалы мишени, характеристики лазерного излучения, среду проведения абляции, что позволяет эффективно управлять свойствами конечных продуктов.

Синтез силикатов висмута осуществляли следующим образом. Первоначально методом ИЛА при воздействии на мишень монокристаллического кремния в воде излучением Nd:YAG лазера (1064 нм, 7 нс, 20 Гц, 160 мДж/импульс) получали стабильный коллоидный раствор преимущественно оксида кремния. Затем, в аналогичных условиях методом ИЛА мишени металлического висмута получали коллоидный раствор наночастиц висмута. Свежеприготовленный водный раствор коллоидного висмута смешивали с раствором оксида кремния с молярным соотношением 2:1, соответственно. После этого полученную смесь облучали сфокусированным излучением того же самого лазера в течение 2 часов при постоянном перемешивании раствора магнитной мешалкой. Коллоидный раствор высушивали на воздухе при температуре 60 °С. Полученный порошок отжигали при 400 и 600 °С. Для материалов были приняты следующие условные обозначения: BSO\_hv, BSO\_hv\_400 и BSO\_hv\_600, соответственно.

Результаты рентгенофазового анализа (РФА) показывают, что исходный нанопорошок BSO\_hv является рентгеноаморфным, состоит из агломератов частиц округлой формы со средним размером до 30 нм и имеет удельную поверхность 52 м<sup>2</sup>/г. При последующей термообработке происходит укрупнение частиц. При 400 °С образец в основном рентгеноаморфен, однако видны сильно уширенные рефлекссы, которые нельзя однозначно интерпретировать, однако можно предположить формирование фаз  $\beta$ -Bi<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и/или  $\gamma$ -силленита Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub>. Термообработка при 600 °С приводит к перестройке



структуры с образованием метасиликата висмута  $\text{Bi}_2\text{SiO}_5$  в качестве основной фазы.

Поскольку структура образцов BSO\_hv, BSO\_hv\_400 не определяется из данных РФА, важная информация может быть получена из спектров поглощения. Результаты исследования порошков методом спектроскопии диффузного отражения приведены на рис. 1. Уже для образца BSO\_hv, помимо безструктурного поглощения в широком диапазоне, наблюдается выраженный край полосы экситонного поглощения области 400-450 нм. После термообработки при 400 °С данная экситонная полоса становится еще более выражена. Анализ показывает, что в этой области возможно поглощение  $\beta\text{-Bi}_2\text{O}_3$  и  $\gamma\text{-силленита}$   $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , у которых незначительно различаются ширины запрещенных зон. На данном этапе мы не можем сделать однозначный выбор в пользу какой-либо из данных структур. Вероятно, в образце могут начинать формироваться в качестве промежуточных структур – оба варианта. После термообработки при 600 °С край полосы поглощения смещается в более коротковолновую область, что связано с фазовым переходом и образованием метасиликата висмута.

Все полученные материалы были протестированы на фотокаталитическую активность в процессе разложения красителя Родамина Б под действием LED источника (375 нм). Наиболее активными катализаторами в данном процессе являются BSO\_hv\_400 и BSO\_hv, за 1 час облучения процент разложения составил 25 и 21 %, соответственно. Материал BSO\_hv\_600 оказался наименее активным, процент разложения Родамина Б составил 10 %. Высокую активность образцов BSO\_hv\_400 и BSO\_hv можно связать с относительно развитой удельной поверхностью образцов и, предположительно, присутствием зачатков фаз  $\beta\text{-Bi}_2\text{O}_3$  и/или  $\gamma\text{-силленита}$   $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , которые являются наиболее каталитически активными фазами [2]. На образце BSO\_hv\_400 был изучен процесс разложения Родамина Б (рис. 2) от времени облучения.

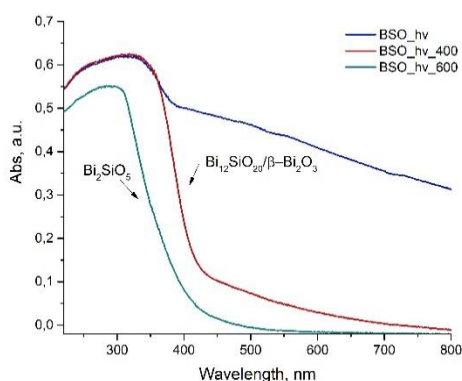


Рис. 1. Спектры поглощения порошков BSO, отожженных при разных температурах

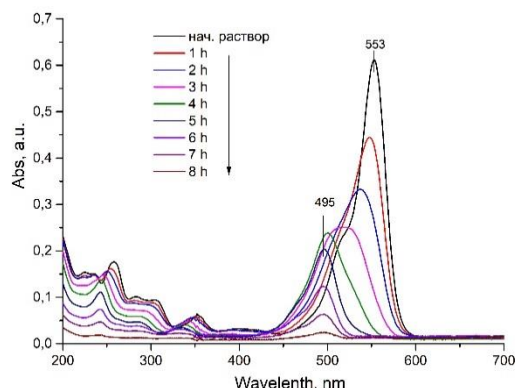


Рис. 2. Изменение поглощения родамина Б в результате фотораспада

Практически полная минерализация красителя происходит за 8 часов облучения. Процесс деградации сопровождается синим сдвигом полосы поглощения красителя, что связано с образованием N-диэтилированных продуктов распада Родамина Б [3].

Исследование поддержано РФФ № 19-73-30026.

#### Список литературы

1. S.S.M. Bhat, H.W. Jang. Recent Advances in Bismuth-Based Nanomaterials for Photoelectrochemical Water Splitting // ChemSusChem., vol. 10, pp. 3001 – 3018, 2017.
2. W. Gu, F. Teng, Z. Liu, et.al. Synthesis and photocatalytic properties of  $\text{Bi}_2\text{SiO}_5$  and  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  // J Photo. Photobio. A., vol. 353, pp. 395–400. 2018.
3. X. Hu, T. Mohamood, W. Ma, et.al. Oxidative Decomposition of Rhodamine B Dye in the Presence of  $\text{VO}^{2+}$  and/or Pt (IV) under Visible Light Irradiation: N-Deethylation, Chromophore Cleavage, and Mineralization // J. Phys. Chem. B., vol 110, pp. 26012-26018, 2006.

# ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПОСТОБРАБОТКИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕМНОГО TiO<sub>2</sub>, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Ж. П. Федорович\*, Е. Д. Фахрутдинова, В. А. Светличный

*Томский государственный университет  
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36  
\*zhanna.fedorovich.99@gmail.com*

В данной работе исследуется влияние лазерной постобработки при синтезе импульсной лазерной абляцией металлического Ti в воде на структуру, оптические и фотокаталитические свойства TiO<sub>2</sub>. Установлено, что дополнительное лазерное облучение приводит к уменьшению размеров частиц, увеличению содержания фазы анатаза при формировании структуры, и как следствие, изменению оптических свойств. При сравнительном тестировании образцов в процессе фотодеградациии красителя Родамина Б и фенола под действием источника видимого излучения, показано, что наиболее активным в данных процессах является образец подвергнувшийся лазерной постобработке.

Отсутствие эффективных, стабильных, дешевых и экологически безопасных фотокатализаторов, работающих в видимой области спектра на сегодняшний день является основной проблемой в области создания «зеленых» технологий солнечной энергетики. Поэтому поиск таких материалов среди широкозонных полупроводников, например, диоксида титана, является одним из разрабатываемых направлений на сегодняшний день. Диоксид титана стабилен, TiO<sub>2</sub> обладает высокой фотоактивностью, обусловленной относительно большим временем жизни фотогенерированных носителей зарядов (~250 нс), хорошей фотоустойчивостью и экологической безопасностью, что делает этот материал перспективным для очистки воды, воздуха и использования в фотовольтаике. Одним из ограничений использования диоксида титана является большая ширина запрещенной зоны, что предполагает для его фотовозбуждения только УФ-излучение. Поэтому получение материалов, на основе диоксида титана, сенсibilизированного к фотонам низкой энергии (видимое излучение) без потери его активности является одной из приоритетных задач. Существует множество способов получения наноразмерного диоксида титана, однако одним из перспективных способов получения считается метод импульсной лазерной абляции (ИЛА), который позволяет получить вещество в высокодисперсном состоянии, что влияет на его физико-химические и функциональные свойства.

Ранее методом ИЛА нами был получен темно-синий материал диоксида титана, имеющий интенсивное поглощение в видимой области за счет дефектности структуры [1]. В данной работе исследуется влияние дополнительного лазерного облучения при синтезе TiO<sub>2</sub> методом ИЛА на структуру, оптические и фотокаталитические свойства.

Синтез материалов проводился в два этапа. На первом этапе коллоидный раствор получали с использованием Nd:YAG-лазера (LOTIS ТП, модель LS2131M-20, длина волны 1064 нм, частота 20 Гц, длительность импульса 7 нс). После часа абляции раствор был разделен на две части, одну из которых подвергали дополнительному облучению в течение часа при тех же параметрах лазерного излучения. На втором этапе оба коллоидных раствора высушивали при температуре 60 °С до полного высыхания. После этого порошки подвергались термообработке при температуре 250 и 400 °С для проведения дальнейших исследований. Для образцов приняты следующие условные обозначения: TiO<sub>2</sub>\_ini для образца без облучения и TiO<sub>2</sub>\_hv для образца с дополнительным облучением.

По данным просвечивающей электронной микроскопии установлено, что дополнительное лазерное облучение ведет к уменьшению размеров частиц, а именно к фрагментации крупных частиц размером от 200-300 нм, что также подтверждается данным по площади удельной поверхности. Для образца без облучения S<sub>ВЕТ</sub> составила 223 м<sup>2</sup>/г,

а для образца с облучением – 253 м<sup>2</sup>/г, соответственно. При исследовании фазового состава обнаружено, что образцы без термообработки являются рентгеноаморфными, после термообработки при 250 °С только у облученного образца на рентгенограмме начинает проявляться сигнал кристаллической фазы анатаза. После термообработки при 400°С в обоих случаях в образцах появляется упорядоченная кристаллическая решетка. Основной образующейся фазой в обоих случаях является анатаз с примесью рутила, однако установлено, что дополнительное лазерное облучение ведет к уменьшению содержания рутила в образце.

При исследовании оптических свойств спектроскопией диффузного отражения показано, что начальный образец интенсивно поглощает во всем диапазоне (рис 1а). Данное интенсивное поглощение в видимой области, связано с присутствием дефектов различной природы [1]. Также у начального образца отсутствует четкий край полосы поглощения, так как из-за дефектов размываются границы валентной зоны и зоны проводимости. Для облученного образца характерно меньшее поглощение в видимой области и присутствует более четкая граница края полосы поглощения, что можно связать с отсутствием определенных видов дефектов в структуре. После термообработки при 250 и 400 °С в обоих случаях поглощение в видимой области становится меньше. У необлученных образцов сохраняется дополнительное поглощение в области 600–800 нм, а в случае облученных образцов данное поглощение отсутствует, однако появляется дополнительное поглощение в области 400–600 нм, что может быть связано с появлением определенных видов дефектов, имеющих дополнительные уровни в запрещенной зоне.

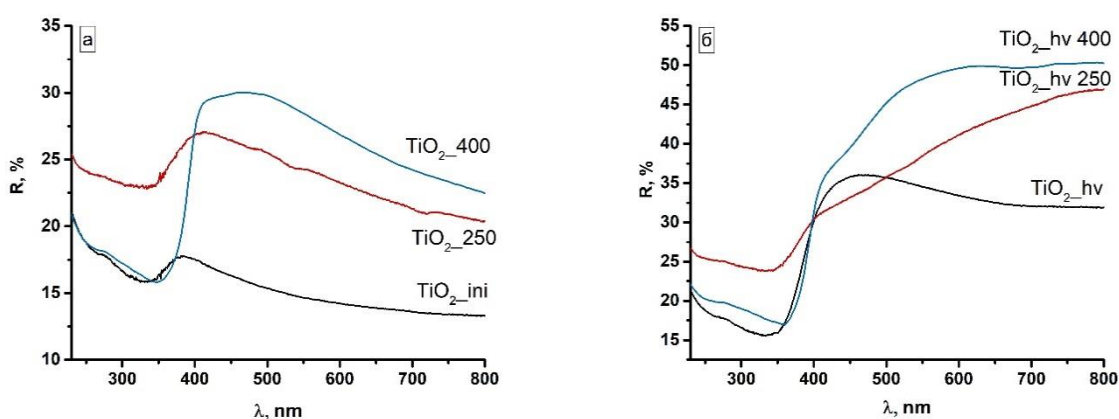


Рис. 1. Спектры поглощения материалов без дополнительного облучения (а) и после дополнительного облучения (б)

Исследование фотокаталитической активности образцов проводилось на примере фотодеградации органических загрязнителей Родамина Б и фенола под действием излучения видимой области спектра за 1 час облучения. Следует отметить, что растворы родамина Б и фенола без катализатора не подвергаются фотодеградации. В присутствии катализаторов процесс протекает более эффективно, причем наибольшую активность (примерно в 2 раза) показал катализатор TiO<sub>2</sub>\_hv по сравнению с необлученным образцом TiO<sub>2</sub>\_ini. Такую активность можно связать с увеличением площади удельной поверхности, а также с увеличением содержания фазы анатаза, которая является наиболее фотокаталитически активной фазой диоксида титана.

#### Список литературы

1. 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 (17), 2020.

## **Секция 3**

# **СПЕКТРОСКОПИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД**

# HIGH-PURITY QUARTZ AND SILICA OPTICAL GLASSES FROM QUARTZITE OF EAST SAYAN MOUNTAIN, RUSSIA

A. I. Nepomnyashchikh

*Vinogradov Institute of Geochemistry  
Irkutsk, 664033 Russia, Irkutsk, Favorsky str 1a  
E-mail: ainep@igc.irk.ru*

Quartz has a wide range of industrial and technological applications. In particular, natural silica raw materials are widely used to obtain quartz concentrates of high and ultra-high purity.

High-purity quartz (HPQ), with less than 50 ppm of contaminating trace elements, is of high economic value. High-purity quartz is of strategic importance for the high-tech industry, because it is a critical material for manufacturing crucibles used for single crystal growth of silicon metal (needed for solar panel and micro-chip production), high-temperature lamp tubing, telecommunications, optics, and semiconductor materials. Because of the increasing demand for HPQ there are increasing exploration activities underway to search potential deposits worldwide.

Rock crystal and vein quartz of various geological-industrial types are traditionally used to obtain quartz concentrates of high and ultrahigh purity. Quartz vein bodies normally contain limited reserves and demonstrate a highly heterogeneous distribution. Considering the growing demand for high-quality raw quartz material and the depletion of traditional quartz reserves, a critical need emerges to explore and estimate new prospective sources of pure quartz material. The East Sayan quartzites represent one of the possible sources of high-quality raw quartz [1]. Research conducted at the Vinogradov Institute of Geochemistry, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, has shown that quartzites from the East Sayan Mountains, studied in detail using those from the Bural-Sardyk deposit as an example, offer high homogeneity and purity [2–4].

Main kinds of quartzite was separated from Oka-Urik, Urda-Gargan, Urengener blocks of East Sayan Mountains and the granulated quartz from vein 2821, the Anakhchi-Chipiket vein of the Patom plateau (Table 1).

Table 1.  
Impurities' weight ratio in initial samples

Quartz type	Impurities, ppm										
	Fe	Al	Ti	Ca	Mg	Cu	Mn	Na	K	Li	Σ10
Superquartzite	6	27	1,7	0,8	1	0,2	0,02	3,5	6,3	0,1	46,6
Compact, Oka-Urik	5	10	0,3	7	0,9	0,2	0,1	20	6,3	0,3	50
Fine-grained	7	66	2,4	4,6	4,4	0,2	0,1	5,9	24	0,14	115
Large-grained, Oka-Urik	5	63	1,5	2,7	3	0,06	0,01	4	24	0,1	103
Compact 1, Urda-Gargan	17	59	3,2	20	10	0,3	0,9	6	22	0,1	138
Compact 2, Urda-Gargan	29	84	3,6	6,7	6,4	0,2	0,9	6,5	34	0,1	171
Urengener	14	234	17,5	186	51	0,1	0,9	6,8	124	0,1	634
Granulated quartz	3	24	1,8	0,3	0,4	0,01	0,01	1,9	4	1,4	37

The chemical beneficiation processes for each kind of quartzite were developed (Table 2).

Table 2.

## Impurities' weight ratio in quartz concentrates

Quartz type	Impurities, ppm										
	Fe	Al	Ti	Ca	Mg	Cu	Mn	Na	K	Li	Σ10
Superquartzite	0,9	4	0,8	0,4	0,2	0,14	0,01	0,2	0,3	0,1	7,1
Compact, Oka-Urik	0,7	7,3	0,3	2	0,5	0,1	0,05	1,1	0,9	0,3	13,2
Fine-grained	0,6	9,3	1,1	1,3	1,3	0,12	0,01	4	2,3	0,14	20,2
Large-grained, Oka-Urik	1,6	9,9	0,8	2,1	0,6	0,04	0,01	1,8	2,5	0,02	19,4
Compact 1, Urda-Gargan	0,1	7,1	0,8	1,9	0,3	0,1	0,01	1,6	0,3	0,1	12,3
Compact 2, Urda-Gargan	0,4	9	2	0,9	0,9	0,2	0,12	3,4	0,6	0,1	17,6
Urengur	3,5	5,3	1,8	1,7	1,4	0,08	0,06	2,8	1,9	0,1	18,6
Granulated quartz	0,5	13,6	1,8	0,3	0,1	0,01	0,01	1,5	0,3	1,4	19,5

Quartz glass samples were produced from all the beneficiated quartz concentrate types by vacuum compression fusion in a graphite crucible under a pressure of 5 bar. The absorption spectra of the transparency were measured within spectral range between 190 and 3500 nm. The results show that the adsorption spectra within the 2700–2800 nm spectral range did not show the band related to the adsorption of the OH groups. The maximum transparency was demonstrated by the glass based on superquartzite concentrates.

## References

1. E. I. Vorob'ev et al. Superpurequartzites of the eastern Sayan (Burayt Republic, Russia). // *Dokl. Earth Sci.*, vol. 390, no. 4, pp. 497–500, 2003.
2. A. I. Nepomnyashchikh et al. Optical Silica Glass Based on Super Quartzites from the Eastern Sayan Mountains. // *Glass Phys. Chem.*, vol. 43, no. 3, pp. 222–226, 2017.
3. A. I. Nepomnyashchikh et al. Optical Glass Based on the East Sayan Mountain Quartzites. // *Glass Phys. Chem.*, vol. 44, no. 2, pp. 130–136, 2018.
4. A. I. Nepomnyashchikh et al. Quartz Concentrates Based on Compact Quartzite. // *Inorganic Materials*, vol. 54, no. 8, pp. 805–808, 2018.

## ПЕРЕМЕШИВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ В ПСЕВДОМОРФНО НАПРЯЖЁННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ЧЕТВЕРНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ АЗ-В5

Д.С. Абрамкин<sup>1,2\*</sup>, М.О. Петрушков<sup>1</sup>, Е.А. Емельянов<sup>1</sup>, А.К. Бакаров<sup>1</sup>, А.В. Ненашев<sup>1,2</sup>,  
М.А. Путьято<sup>1</sup>, Б.Р. Семягин<sup>1</sup>, А.К. Гутаковский<sup>1,2</sup>, В.В. Преображенский<sup>1</sup>

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

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

\*E-mail: dalamber.07@mail.ru

В работе рассматриваются процессы перемешивания материалов в ходе эпитаксиального роста гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), состоящих из напряжённых четверных твердых растворов InGaAsP в матрице GaP и InAlAsSb и GaAlAsSb в матрице AlAs. Показано, что увеличение доли атомов In в InGaAsP/GaP и InAlAsSb/AlAs КЯ ведёт к снижению доли атомов As и Sb, соответственно. В то же время изменение доли атомов Ga в составе GaAlAsSb/AlAs КЯ не оказывает заметного влияния на содержание Sb в составе КЯ. Обнаруженный эффект обусловлен механическими напряжениями, вызванными несогласованием параметров решётки материалов КЯ и матрицы.

Интерес к использованию четверных растворов соединений АЗ-В5 для создания различных полупроводниковых низкоразмерных гетероструктур вызван возможностью управления шириной запрещённой зоны и параметром решётки материала независимо, подбирая состав твёрдого раствора по элементам III и V группы [1]. Состав твердого раствора, из которого формируются напряжённые гетероструктуры, определяется не только ростовыми условиями, но и процессами перемешивания материалов в ходе формирования низкоразмерной структуры. Одним из значимых факторов, определяющих протекание процессов перемешивания, является наличие механических напряжений в структуре, вызванных несогласованием параметров решётки. В литературе обсуждается влияние напряжений на перемешивание материалов в гетеросистемах Ge/Si [2], InGaAs/GaAs [3,4] в то время как вопрос влияния напряжений на формирование гетероструктур из четверных твердых растворов материалов АЗ-В5 остаётся практически не освещённым. В настоящей работе обсуждается влияние механических напряжений на перемешивание материалов при формировании гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) из четверных твердых растворов. В качестве модельных объектов были взяты InGaAsP/GaP, InAlAsSb/AlAs и GaAlAsSb/AlAs гетероструктуры с КЯ. Эти гетеросистемы примечательны тем, что позволяют варьировать величину несогласования параметров решётки твёрдого раствора и матрицы в широких пределах, вплоть до 10-12% для предельных случаев InAs/GaP и InSb/AlAs [1].

Сопоставлялись структуры, содержащие GaAsP/GaP, InGaAsP/GaP, AlAsSb/AlAs, InAlAsSb/AlAs и GaAlAsSb/AlAs КЯ. Ранее было показано, что при осаждении бинарных материалов на GaP и AlAs возможно формирование гетероструктур из напряжённых твердых растворов [5,6]. Структуры с КЯ выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в близких условиях: для получения GaAsP/GaP КЯ осаждалось 3 монослоя (МС) GaAs, для InGaAsP/GaP КЯ – 2 МС InAs; формирование AlAsSb/AlAs, GaAlAsSb/AlAs и InAlAsSb/AlAs КЯ проводилось путём осаждения 1 МС III-Sb. Полученные структуры исследованы методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и спектроскопии стационарной низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ). Экспериментальные данные дополнены расчётами энергии оптического перехода в КЯ.

Исследования, проведённые методом ПЭМ, показали, что толщина GaAsP/GaP КЯ и AlAsSb/AlAs КЯ составляет 1.8 и 2.2 нм, соответственно. Добавление в состав КЯ атомов In и формирование InGaAsP/GaP и InAlAsSb/AlAs КЯ приводит к увеличению толщины КЯ до 9 и 5.1 нм, соответственно. Напротив, добавление атомов Ga и формирование GaAlAsSb/AlAs КЯ не приводит к заметным изменениям в толщине КЯ. Нор-

мированные спектры низкотемпературной (5K) стационарной ФЛ полученных структур представлены на рисунке 1. Как видно из рисунка, полоса ФЛ InGaAsP/GaP КЯ сдвинута в высокоэнергетическую часть спектра, относительно полосы ФЛ GaAsP/GaP КЯ (рис. 1 (a)). Аналогичная закономерность связывает AlAsSb/AlAs и InAlAsSb/AlAs КЯ. В то же время, полоса ФЛ GaAlAsSb/AlAs КЯ смещена в низкоэнергетическую часть спектра относительно ФЛ AlAsSb/AlAs КЯ (рис. 1 (b)).

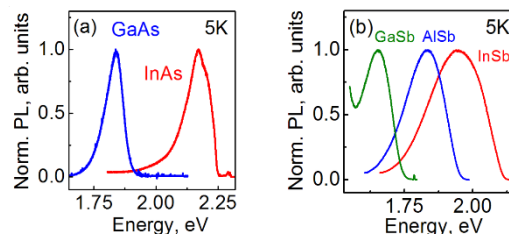


Рис. 1. Спектры низкотемпературной стационарной ФЛ гетероструктур с КЯ.

Расчёты энергии оптического перехода КЯ проведены с учётом влияния перемешивания материалов на параметры твёрдого раствора [1], влияния упругих деформаций на положение краёв энергетических зон [7] и квантово-размерных эффектов. Показано, что увеличение доли атомов In и As(Sb) в составе InGaAsP/GaP (InAlAsSb/AlAs) КЯ, равно как и увеличение содержания атомов Ga и Sb в составе GaAlAsSb/AlAs КЯ, приводит к снижению энергии оптического перехода. Сопоставление экспериментальных данных ПЭМ, ФЛ и результатов расчётов позволяет заключить, что внедрение атомов In в состав GaAsP/GaP и AlAsSb/AlAs КЯ, приводящее к росту деформаций в КЯ, сопровождается снижением доли атомов As и Sb в КЯ, соответственно, которое частично компенсирует рост деформаций в КЯ. С другой стороны, добавление Ga в состав AlAsSb/AlAs КЯ не оказывает существенного влияния на параметр решётки твёрдого раствора и содержание атомов Sb в КЯ. Сравнение расчётной энергии оптического перехода с данными ФЛ позволило оценить состав твёрдого раствора в КЯ: доля As в GaAsP/GaP составляет в пределах  $0.87 \div 1$ , в то время как в InGaAsP/GaP КЯ доля As значительно ниже и составляет  $0 \div 0.3$ . Аналогичная ситуация складывается и для AlAsSb/AlAs и InAlAsSb/AlAs КЯ – доля атомов Sb снижается с  $0.15 \div 0.22$  до  $0 \div 0.17$ .

Таким образом, показано, что изменение состава четверного твёрдого раствора КЯ по одной из групп элементов, например III, приводит к изменению состава по другой группе элементов (соответственно V) при условии, что эти изменения состава сопровождаются изменением величины механических напряжений в КЯ.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках научного проекта №19-42-543009.

#### Список литературы

1. I. Vurgaftman, et. al. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // *J. Appl. Phys.*, vol. 89, pp. 5815-5875, 2001.
2. A. V. Baranov, A. V. Fedorov et. al. Analysis of strain and intermixing in single-layer Ge/Si quantum dots using polarized Raman spectroscopy // *Phys. Rev. B*, vol. 73, pp. 075322(1-6), 2006.
3. M. O. Lipinski, et. al. Strain-induced material intermixing of InAs quantum dots in GaAs // *Appl. Phys. Lett.* vol. 77, pp. 1789-1791, 2000.
4. P. B. Joyce, et. al. Optical properties of bilayer InAs/GaAs quantum dot structures: Influence of strain and surface morphology // *Phys. Rev. B* vol. 66, pp. 075316(1-8), 2002.
5. D.S. Abramkin, et. al. Atomic structure and energy spectrum of Ga(As,P)/GaP heterostructures // *J. Appl. Phys.* vol. 112, 083713(1-10), 2012.
6. Д.С.Абрамкин и др. Квантовые точки, сформированные в гетеросистемах InSb/AlAs и AlSb/AlAs // *Письма в ЖЭТФ*, том 103, стр. 785-791, 2014.
7. Chris G. Van de Walle Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory // *Phys. Rev. B*, vol. 39, pp. 1871-1883, 1989.



# АДСОРБЦИЯ КРАСИТЕЛЯ И ИОНОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ НА ЧАСТИЦАХ ИЗ ХИТОЗАНА И АРАБИНОГАЛАКТАНА

М. В. Атаманова, Н. В. Слюсаренко, М. А. Герасимова, Е. А. Слюсарева

Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, г. Красноярск, пр. Свободный, 79  
\*E-mail: m.v.atamanova@gmail.com

Катионный полиэлектролитный комплекс (ПЭК), образованный методом самосборки разнозаряженных природных полимеров (хитозана и сульфата арабиногалактана) показал высокую эффективность удаления из растворов красителя эозина и ионов металлов. Адсорбционные исследования проводились с контролем времени, ионной силы, pH и температуры. Максимальная адсорбционная ёмкость для эозина составила около 460 мг/г, для ионов металлов (Cu) не менее 180 мг/г. Полученные данные, в совокупности с нетоксичностью и биосовместимостью материала, открывают перспективы использования ПЭК в области экологии и медицины.

Спектральные исследования позволяют давать эффективную характеристику новым материалам и их взаимодействиям с окружающей средой. Одним из видов таких взаимодействий является способность к адсорбции. В данной работе рассматриваются адсорбционные свойства нового материала – полиэлектролитного комплекса (ПЭК), синтезированного методом самосборки двух разнозаряженных природных компонентов (рис. 1). Поликатион хитозана – доступный, низко токсичный и многофункциональный продукт деацетилирования хитина (производство Sigma–Aldrich). Полианион сульфата арабиногалактана – впервые получен и производится сибирскими учёными – соединение растительного происхождения (из лиственницы сибирской *Larix sibirica*) имеет перспективы применения в медицине. Полученные частицы размером около 0,4 мкм с величиной дзета потенциала +40 мВ, обладают коллоидной стабильностью и сохраняют свои свойства в течение не менее месяца [1].

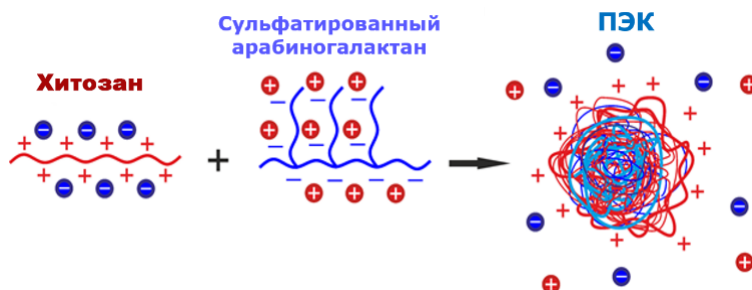


Рис. 1. Схема синтеза ПЭК

Прототипами загрязнителей выступили органический краситель эозин и ионы тяжелых металлов. Физическое разделение адсорбированной и неадсорбированной фаз загрязнителя путём седиментации адсорбента и дальнейший количественный спектральный анализ (методами абсорбционной и атомно-абсорбционной спектроскопии) позволили выявить соотношением между количеством адсорбированного адсорбата и равновесной концентрацией адсорбтива. На основании сравнения полученных изотерм адсорбции с моделями (Ленгмюра, Ленгмюра-Фрейндлиха) были выявлены максимальная адсорбционная емкость и константа связывания. Изменение характера изотерм при вариации pH (3-5,6) и ионной силы (0-0,5 М) показали, что взаимодействие поверхности ПЭК с анионным красителем происходит преимущественно по электростатическому механизму. Максимальная адсорбционная емкость для красителя достигнута при pH 4.4 и составила около 460 мг/г, для ионов меди при pH 5.6 не менее 180 мг/г. Показано, что новый адсорбент эффективен не только по отношению к анионным красителям, но и ионам тяжелых металлов и может быть с успехом применен как для снижения их концентраций в водных растворах, так и для выполнения транспортных функций.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда науки, проект № 18-43-242003.

## Список литературы

1. N.V. Slyusarenko, N.Yu. Vasilieva, A.S. Kazachenko, et. al. Synthesis and properties of interpolymer complexes based on chitosan and sulfated arabinogalactan // Polymer Science, vol. 62, pp. 272-278, 2020.

# ВЛИЯНИЕ ИСКАЖЕНИЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

А. Н. Втюрин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет*

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

<sup>2</sup>*Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН*

*660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50/38*

E-mail: vtyurin@iph.krasn.ru

Спектроскопия комбинационного рассеяния традиционно используется как метод исследования структурных искажений в кристаллах. Современное развитие экспериментальной техники превратило спектроскопию КР из экзотической методики в рутинный метод, широко используемый при исследованиях фононной подсистемы кристаллов и роли фононов в возникновении структурных неустойчивостей.

Современная аппаратура обеспечивает регистрацию изменений спектральных параметров с высокой точностью, что зачастую делает подобные тонкие измерения более информативными, чем традиционный поиск «мягких мод». в то же время для получения количественной информации о влиянии внешних воздействий (температуры, давления и пр.) на кристаллическую решетку и ее динамику необходим учет как структурных искажений, так и параметров, определяющих процесс рассеяния: заселенность колебательных уровней, ангармонизм колебаний, структурное разупорядочение. В докладе проводится сравнение этих подходов, рассмотрены особенности обработки спектральных данных в области малых частот с учетом затухания и взаимодействия мод вблизи фазовых переходов.

Метод спектроскопии комбинационного рассеяния света используется для исследования структурных фазовых переходов в кристаллах и роли динамики решетки в их механизмах практически с момента открытия самого явления [1–7]. Современное развитие экспериментальной техники, включая и лазерные источники возбуждения, и регистрирующую спектральную аппаратуру привело к тому, что методика спектроскопии КР превратилась из экзотического эксперимента в рутинный широко используемый во всем мире подход, позволяющий получать количественную информацию о фононной подсистеме исследуемых кристаллов и роли фононов в возникновении нестабильностей кристаллических решеток.

Для получения надежной количественной информации об изменениях динамики кристаллической решетки, вызванных структурным фазовым переходом под действием внешних воздействий (температуры, давления и пр.) в первую очередь надо учесть и исключить влияние «естественных» причин изменения спектральных параметров, не связанных непосредственно с переходными процессами: изменение населенностей колебательных состояний, ангармонизм колебаний решетки, индуцированный температурой структурный беспорядок. В докладе будут рассмотрены проявления этих эффектов в спектре и методы их учета.

Современное спектральное оборудование позволяет регистрировать индуцированные фазовыми переходами изменения спектральных параметров с высокой точностью, в связи с чем во многих случаях подобные измерения параметров высокочастотных колебаний («жестких» мод) становятся не менее информативными, чем традиционная спектроскопия мягких мод. В докладе будут представлены примеры применения этих подходов и проанализировано их сравнение. Особое внимание будет уделено спектроскопии низкочастотных колебаний и количественному анализу параметров спектральных контуров вблизи центрального пика рассеяния, влиянию аномалий затухания мягких мод и взаимодействию мод вблизи фазовых переходов.

Также будет рассмотрено влияние фазовых переходов на электрон-фононное взаимодействие в кристалле и проявление этого влияния в спектре комбинационного рассеяния. Рассмотрены примеры магнитных фазовых переходов в кристаллах мультиферроиков.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 18-02-00754.

## Список литературы

1. C. V. Raman, K. S. Krishnan. A new type of secondary radiation. // Nature, vol. 121, pp. 501–503, 1928.
2. C. V. Raman. A change of wave-length in light scattering. // Nature, 1928, vol. 121, pp. 619–621, 1928.
3. G. S. Landsberg, L. I. Mandelstam. Über die Lichtzerstreuung in Kristallen. // Ztschr. Phys., vol. 58, pp. 250–255, 1929.
4. В. Л. Гинзбург. Теория сегнетоэлектрических явлений. // УФН, т. 38, с. 490–525, 1949.
5. В. С. Горелик, Х. Ш. Рустамов, Ю. С. Кузьминов. «Мягкие» колебания в спектре комбинационного рассеяния света в кристаллах. Краткие сообщения по физике. ФИАН СССР, 1977, № 2, С. 47.
6. В. Л. Гинзбург, А. П. Леванюк, А. А. Собянин. Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов в твердом теле. // УФН, т. 47, с. 615–673, 1980.
7. Рассеяние света вблизи точек фазовых переходов. Современные проблемы науки о конденсированных средах. // Ред. Г. З. Камминз, А. П. Леванюк. М., Наука, 1990.

# СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА ПОЛИЛАКТИД/ $ZnO$ , ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОСПИННИНГА

Д. А. Гончарова<sup>1\*</sup>, Е. Н. Ботьбасов<sup>2,3</sup>, В. А. Светличный<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Томский государственный университет  
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36*

\*E-mail: dg\_va@list.ru

<sup>2</sup>*Томский политехнический университет  
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 30*

<sup>3</sup>*Институт оптики атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН  
634055, Российская Федерация, Томск, пл. Академика Зуева, д. 1*

Создание новых биоразлагаемых материалов с антибактериальными свойствами актуальная задача современной медицины. В данной работе методом электроспиннинга изготовлены композиционные волокна полилактид/ $ZnO$  с различным содержанием наночастиц  $ZnO$ . Морфология и структурные свойства материалов исследованы методами сканирующей электронной микроскопии и рентгеновской дифракции, соответственно. Изучены спектрально-люминесцентные характеристики полученных материалов и исходных компонентов, показывающие взаимодействие наночастиц с полилактидом в композите.

Разработка функционализированных биоразлагаемых полимеров наиболее актуальна для жизнедеятельности человека, в том числе для медицины и защиты окружающей среды. Одним из перспективных биосовместимых и биоразлагаемых полимеров с низкой токсичностью является полилактид (ПЛ) [1]. Однако ПЛ обладает хрупкостью, пропускает УФ излучение и не защищен от роста микроорганизмов [2]. Чтобы придать ПЛ светозащитные и антибактериальные (АБ) свойства предложено добавить неорганические наночастицы (НЧ) оксида цинка, полученные импульсной лазерной абляцией (ИЛА). НЧ  $ZnO$  представляют собой многофункциональный, полупроводниковый неорганический материал с подходящей структурой для поглощения УФ-света, и надлежательными антимикробными свойствами [3]. В связи с этим целью настоящей работы стало получение, исследование структуры и спектрально-люминесцентных свойств композитных материалов на основе полилактида и НЧ  $ZnO$  (ПЛ/ $ZnO$ ).

НЧ  $ZnO$  готовились методом ИЛА мишени цинка в воздухе по методике, описанной в работе [3] и вносились в раствор ПЛ в хлороформе в концентрациях 5–40 масс %. Из полученного раствора на установке NANON-01A (Япония) методом электроспиннинга изготавливали волокнистые полимерные матриксы с подходящими характеристиками для раневых повязок и воздушных фильтров. Готовые матриксы выдерживались при 70 °С для повышения кристалличности. Морфология образцов исследовалась на сканирующем электронном микроскопе VEGA 3 SBH Tescan (Чехия). Фазовый состав композитов определялся с помощью рентгеновского дифрактометра XRD6000, Shimadzu (Япония). Спектрально-люминесцентные свойства матриксов, порошков и растворов исследовались при помощи спектрофотометра Cary100, Varian (Австралия) и спектрофлуориметра CM 2203, Solar (Белорусь).

Исследование морфологии поверхности образцов показало, что средний диаметр волокон ПЛ составляет  $1,1 \pm 0,24$  мкм. Встраивание НЧ  $ZnO$  в волокна ПЛ приводит к уменьшению диаметра волокон до 40 % и снижению пористости волокон, а распределение становится бимодальным: с диаметрами 0,1-0,4 мкм и 0,3-1,2 мкм.

Исследование кристаллической структуры полученных композитов показало присутствие кристаллической фазы ПЛ в псевдо-ромбической ячейке и гексагональной фазы  $ZnO$  со структурой вюрцита [3]. По мере увеличения концентрации  $ZnO$  наблюдалось снижение интенсивности пиков ПЛ, что связано с уменьшением кристалличности матрицы при введении  $ZnO$ .

Исследование спектрально-люминесцентных свойств исходного порошка НЧ  $ZnO$  и его дисперсии в воде дают подобные спектры (рис. 1а, табл. 1), которые характе-

ризуются пиком на 367 нм в спектрах возбуждения флуоресценции, малоинтенсивным пиком на 384 нм (прямой межзонный переход) и широкой полосой в области 620 нм (дефекты кристаллической структуры ZnO) в спектрах флуоресценции. Спектры растворов для электроспиннинга в хлороформе показали, что межзонная люминесценция ZnO перекрывается с люминесценцией хлороформа, который и имеет 2 пика – 397 и 420 нм, при этом дефектная люминесценция НЧ ZnO сохраняется (рис. 1б).

Сравнение спектров люминесценции композитов и порошка НЧ ZnO (рис. 1в), показало красное смещение межзонной люминесценции и уменьшение соотношения интенсивностей межзонной и дефектной люминесценции при увеличении концентрации НЧ ZnO в композите. Последнее может быть связано с пассивацией поверхностных дефектов ZnO.

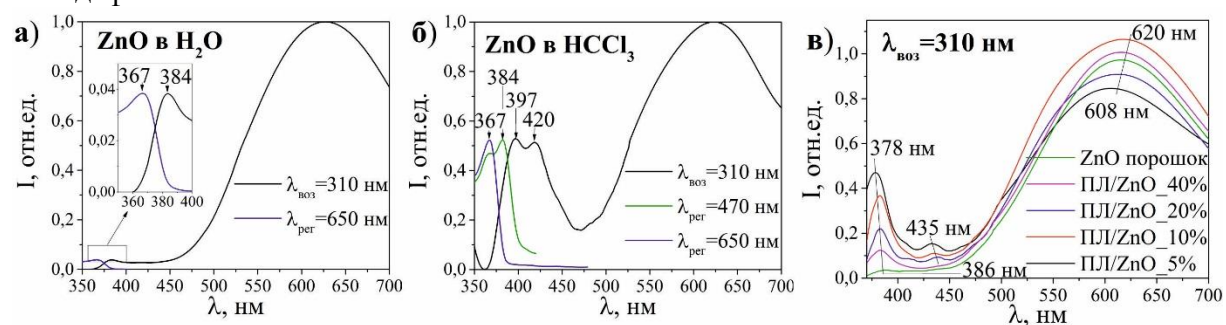


Рис. 1. Спектрально-люминесцентные свойства порошка НЧ ZnO в воде (а), хлороформе (б) и композитов ПЛ/ZnO при различных концентрация НЧ ZnO (в)

Таблица 1

Спектрально-люминесцентные свойства исследуемых материалов

Образец	Люминесценция/возбуждение люминесценции				ΔE, эВ
	$\lambda_{\text{воз}}=310$ нм	$I_{\text{межзон}}/I_{\text{деф}}$	$\lambda_{\text{рег}}=470$ нм	$\lambda_{\text{рег}}=610$ нм	
ПЛ	431	-	375	-	-
ПЛ/ZnO_5%	379/435/612	0,5	395	367	3,26
ПЛ/ZnO_10%	382/431/612	0,3	396	369	3,25
ПЛ/ZnO_20%	382/439/608	0,2	396	369	3,25
ПЛ/ZnO_40%	382/607	0,08	399	369	3,24
ZnO	387/608	0,04	375	367	3,26
ZnO_H2O	384/628	0,04	375	367	3,26
ZnO_ПЛ_CHCl3	397/420/630	-	382	368	3,12

Таким образом, методом электроспиннинга были изготовлены композитные волокна на основе ПЛ с внедренными НЧ ZnO, полученными ИЛА цинка в воздухе; охарактеризованы их структурные и оптические свойства. Результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств показали, что ПЛ пассивирует дефекты НЧ ZnO, что особенно заметно для образца с концентрацией НЧ 5%. Полученные композитные матрицы предназначены для использования в биоразлагаемых повязках, одноразовых фильтрах и других антибактериальных изделиях. Для этого планируется изучение их антибактериальных свойств, в том числе при фотоактивации «мягким» УФ излучением.

Работа выполнена при поддержке стипендиальной программы Президента Российской Федерации для молодых ученых и аспирантов (SP-1772.2018.4).

#### Список литературы

1. D. Garlotta. A Literature Review of Poly (Lactic Acid) // J. Polym. Environ., vol. 9 (2), pp. 63-84, 2001.
2. J.-M. Raquez, Y. Habibi, M. Murariu, et.al., Polylactide (PLA)-based nanocomposites // Prog. Polym. Sci., vol. 38, pp. 1504–1542, 2013.
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 (86), pp. 1–15, 2019.

# РЕГИСТРАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ ПЕРЕХОДОВ ЛЮЦИФЕРАЗЫ БАКТЕРИЙ РАЗЛИЧНЫМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ МЕТОДАМИ

Д. В. Гульнов<sup>1\*</sup>, Е. В. Немцева<sup>1</sup>, М. А. Герасимова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79  
\*E-mail: dgulnov@sfu-kras.ru

Целью работы являлось сравнение конформационных переходов люциферазы бактерий *Photobacterium leiognathi* и *Vibrio harveyi* в ходе равновесной денатурации мочевиной оптическими методами. Были проанализированы интенсивность при 324 нм, центр тяжести и отношение интенсивностей  $I_{325}/I_{390}$  для спектров флуоресценции, молярная эллиптичность при 222 нм и времена жизни флуоресценции белка и соответствующие им вклады. Было показано, что люцифераза *Photobacterium leiognathi*, отличается большей стабильностью по сравнению с люциферазой *Vibrio harveyi*, т.к. переходы происходят при более высокой концентрации мочевины (~0,5 М). Наблюдаемые различия объяснены неодинаковым расположением дисульфидной связи и различным соотношением площади гидрофобной и гидрофильной поверхности белков.

Белки – высокомолекулярные соединения, полностью или большей частью построенные из аминокислот. Они составляют основную часть органических веществ, содержащихся в живой клетке. Определение механизмов сворачивания/разворачивания белков и факторов, влияющих на стабильность их укладки, является одной из актуальных проблем современных биофизики. Для её решения активно используются оптические методы, включающие абсорбционную и флуоресцентную спектроскопию, а также спектроскопию кругового дихроизма, комбинационного рассеяния и другие.

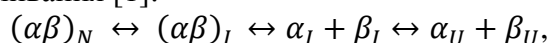
В данной работе были исследованы структурные переходы белков – люцифераз из двух видов бактерий (*Photobacterium leiognathi* и *Vibrio harveyi*) в ходе равновесного разворачивания в растворах мочевины. Разрушение вторичной и третичной структуры белков наблюдали с помощью спектроскопии кругового дихроизма в дальней ультрафиолетовой области и время-разрешенной флуоресценции триптофановых остатков белка, соответственно. Целью исследования являлось сравнение структуры и стабильности двух белков, сходных, но не идентичных по аминокислотной последовательности.

Спектры кругового дихроизма в диапазоне 190–260 нм регистрировали спектрополяриметром J-810 (Jasco). Характеристики флуоресценции белков определяли с помощью спектрофлуорометра Fluorolog-3 (Horiba Jobin Yvon), оснащенного модулем DeltaHub для измерения спадов методом счета одиночных фотонов с временной корреляцией, при возбуждении 296 нм. Для регистрации время-разрешенных спадов флуоресценции в диапазоне 320-410 нм с шагом 5 нм использовали возбуждение импульсным светодиодом NanoLED N-295 с длительностью импульса ~1.2 нс. Компоненты времени жизни флуоресценции определяли методом глобального анализа, качество описания оценивали по статистическому критерию  $\chi^2$  и распределению взвешенных остатков. Измерения проводили при 25 °С, после инкубации белка с мочевиной (0-8 М) при комнатной температуре в течение 18 ч.

Структурные переходы белков анализировали по следующим параметрам: интенсивность флуоресценции при 324 нм; центр тяжести (GC) спектра флуоресценции и отношение интенсивностей при длине волны 325 и 390 нм ( $I_{325}/I_{390}$ ); молярная эллиптичность при 222 нм; значение времени жизни флуоресценции; спектральный вклад компонент времени жизни. Экспериментальные результаты были сопоставлены со структурными характеристиками белков, полученными вычислительными методами молекулярной динамики.

По изменениям параметров спектров кругового дихроизма и флуоресценции белков были обнаружены два перехода люциферазы, с серединами при концентрации мочевины 0,7-1,4 и 3,5-4 М для белка *Vibrio harveyi* и 1-1,9 и 4,1-4,5 М – для *Photobacterium leiognathi*.

Люциферазы представляют собой гетеродимеры, то есть состоят из двух неидентичных субъединиц  $\alpha$  и  $\beta$ . Ранее для люциферазы *Vibrio harveyi* была предложена трехстадийная схема разворачивания [1]:



где  $(\alpha\beta)_N$  – нативный белок,  $(\alpha\beta)_I$  – неактивный димерный интермедиат,  $\alpha_I, \beta_I$  – неактивные субъединицы,  $\alpha_U, \beta_U$  – развернутые субъединицы. Получено, что по изменению оптических характеристик обнаруживаются первая и третья стадии разворачивания люцифераз (рис. 1).

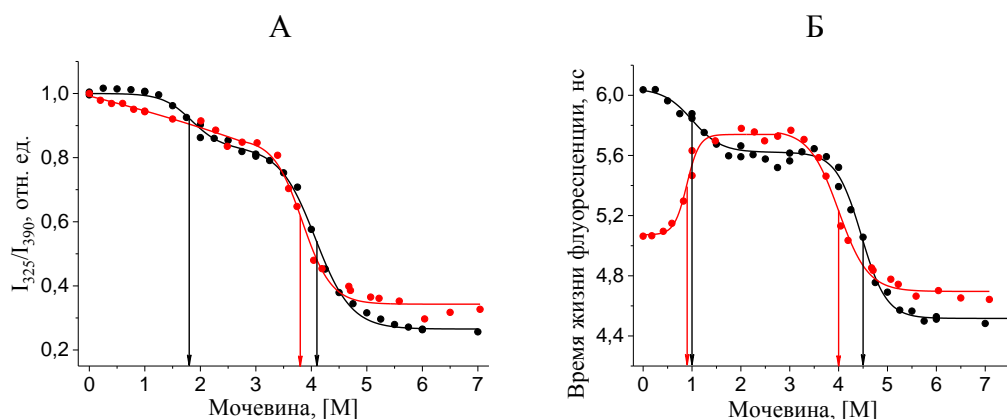


Рис. 1. Зависимость отношения  $I_{325}/I_{390}$  (А) и времени жизни  $\tau_2$  (Б) флуоресценции люциферазы *Photobacterium leiognathi* (черный) и *Vibrio harveyi* (красный) от концентрации мочевины. Стрелками обозначены середины соответствующих переходов

Различия в форме кривых перехода двух белков (рис. 1, Б) были объяснены разницей микроокружения триптофанового остатка, расположенного в позиции 277 на  $\alpha$  субъединице белков, на участке, разворачивающемся на первой стадии [2]: в люциферазе *Vibrio harveyi* он расположен близко к тушителю (аспарагиновая кислота), в отличие от белка *Photobacterium leiognathi* [3].

По результатам исследования был сделан вывод, что стадии разворачивания одинаковы для двух белков, но люцифераза *Photobacterium leiognathi* характеризуется большей стабильностью по сравнению с люциферазой *Vibrio harveyi*, поскольку её переходы происходят при более высокой (на ~0,5 М) концентрации мочевины. Различия в стабильности белков могут быть связаны с различным положением дисульфидной связи – сшивки, закрепляющей трехмерную структуру, а также с не одинаковым соотношением площадей гидрофильной и гидрофобной поверхности у этих макромолекул.

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования РФ (проект FSRZ-2020-0006).

#### Список литературы

1. J. K. Inlow, T. O. Baldwin. Mutational analysis of the subunit interface of *Vibrio harveyi* bacterial luciferase // *Biochem.*, vol. 41 (12), pp. 3906–3915, 2002.
2. B. W. Noland, L. J. Dangott, T. O. Baldwin. Folding, stability, and physical properties of the  $\alpha$  subunit of bacterial luciferase // *Biochem.*, vol. 38 (49), pp. 16136–16145, 1999.
3. A. A. Deeva, E. V. Nemtseva, V. A. Kratasyuk. Structural properties of tryptophan microenvironment in bacterial luciferase // *Luminescence*, vol. 29 (S1), pp. 72-73, 2014.



## ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МИКРОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

В.П. Дресвянский\*, С.А. Зилов, А.Л. Ракевич, Е.Ф. Мартынович

*Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН  
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Лермонтова, 130а  
\*E-mail: nadvp@listl.ru*

Центры окраски в различных кристаллах широко используются в качестве рабочих центров детекторов гамма-излучения, трековых детекторов заряженных частиц и смешанных полей ядерных излучений, оптических носителей визуальной и цифровой информации, лазерных сред и пассивных лазерных затворов, тонкопленочных запоминающих люминесцентных экранов для визуализации и оцифровки рентгеновских микроизображений. Развитие новых принципов спектроскопического различения радиационных дефектов, дополняющих традиционные спектрально-кинетические методы, использование новых спектроскопических характеристик, является актуальным. Это особенно подчеркивается практическим значением радиационных дефектов, включая центры окраски, как модельных квантовых систем в различных фундаментальных исследованиях, которые можно искусственно создавать в конденсированных средах действием жесткой радиации или лазерного излучения.

Целью представленных исследований является изучение возможностей спектроскопического различения отдельных типов люминесцирующих дефектов, создаваемых радиацией в конденсированных средах, на основе сопоставления обобщенных численных характеристик квантовых траекторий интенсивности фотолюминесценции, которые измеряются методами конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии на единичных дефектах в режиме пространственно-селективного время-коррелированного счета одиночных фотонов.

В работе экспериментально подтверждена возможность реализации и эффективность метода лазерной конфокальной сканирующей люминесцентной спектроскопии одиночных радиационных дефектов по характеристикам их фотолюминесцентных траекторий. Построены динамические модели  $F_2$  и  $F_3^+$ -центров в кристаллах фторида лития. На основе математического аппарата для флуоресценции одиночных молекул, в частности уравнений для *on* – и *off* – интервалов для молекулы с триплетным уровнем, авторами было введено дополнительное уравнение, описывающее переориентацию центра окраски. Полученные в результате расчета квантовые траектории одиночных  $F_2$  и  $F_3^+$ -центров окраски хорошо согласуются с экспериментальными.

На примере исследования одиночных центров окраски, индуцированных в объеме кубического кристалла, показано, что регистрируемые поляризованные квантовые траектории несут в себе информацию о структуре, природе, динамике квантовой системы и ее локальном окружении. Предложен новый метод лазерной сканирующей конфокальной люминесцентной микроскопии одиночных квантовых систем, находящихся в кристаллической матрице, основанный на анализе соотношения интенсивностей поляризованных квантовых траекторий (зависимостей от времени числа зарегистрированных фотонов с вертикальной и горизонтальной поляризациями за фиксированное время регистрации). Разработаны математический аппарат и алгоритмы для анализа поляризованных квантовых траекторий, сформированы таблицы характеров квантовых траекторий для всех возможных типов одиночных центров окраски (квантовых систем) в кубическом кристалле.

Работа поддержана в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы, раздел П.10.1, проект № 0307-2016-0004, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования, культуры, науки и спорта Монголии, проект № 17-52-44015-Mong\_a

# ОПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОДАХ

А. М. Евдокимова<sup>1</sup>, А. В. Шабалина<sup>1\*</sup>, В. А. Светличный<sup>1</sup>, И. Н. Лапин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Томский государственный университет  
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 36  
\*E-mail: shabalinaav@gmail.com*

Состав и структура слоя биораспознающих молекул на поверхности электрода являются одними из определяющих факторов в прогнозе эффективности работы электрохимических биосенсоров. Для контроля воспроизводимости и стабильности работы биосенсоров, необходима разработка новых или усовершенствование уже существующих методов характеристики биологических слоев на твердых поверхностях. В данной работе с использованием метода конфокальной лазерной сканирующей микроскопии проводилась визуализация слоев ДНК-аптамеров (одноцепочечных молекул ДНК), способных специфически связываться с белками-онкомаркерами рака легкого, на поверхности золотых дисковых электродов.

Биосенсоры – сенсоры, содержащие в своем составе биологические распознающие компоненты, позволяющие специфически обнаруживать присутствие целевых определяемых объектов (простых веществ, сложных органических и биологически активных веществ, цельных клеток, бактерий, вирусов и т. д.) в анализируемой пробе (газ, жидкость, твердое тело, вода, кровь, выдыхаемый воздух и т. д.). В зависимости от природы детектора, лежащего в основе сенсора, биосенсоры могут быть оптическими, пьезоэлектрическими, гравиметрическими и т. п. Электрохимические биосенсоры представляют собой систему электродов, находящуюся в контакте с биологическим распознающим компонентом. Чаще всего, распознающий биокomпонент химически связывается с поверхностью индикаторного электрода, на котором формируется отклик и с которого регистрируется сигнал электрохимического биосенсора.

Электрохимический отклик системы крайне чувствителен к состоянию границы раздела электрод/раствор электролита (жидкость, которой наполняется ячейка с электродами). Изменение состояния слоя распознающих биомолекул на поверхности электрода до и после контакта с определяемыми объектами фиксируется по изменению отклика электрода.

Для получения полезного сигнала электрохимического биосенсора, необходимо обеспечить получение воспроизводимого и стабильного слоя распознающих биомолекул на поверхности индикаторного электрода. Оценку воспроизводимости и стабильности получаемого слоя, в основном, проводят косвенными методами – по измерению площади электроактивной поверхности электрода (например, в [1]) и оценке блокировки его поверхности (например, в [2]) или по изменению сопротивления переноса заряда на границе раздела электрод/электролит (например, в [1]) после формирования слоя биомолекул. Однако, косвенные методы, позволяя оценить долю заполнения поверхности электрода, не способны дать достаточно полную информацию о составе и структуре получаемого слоя. Чаще всего для получения визуальной информации о формирующемся слое биомолекул используют атомно-силовую микроскопию (АСМ) [3]. Этот метод имеет достаточно высокое разрешение и может позволить видеть отдельные крупные молекулы на поверхности электрода. Однако, его применение ограничено, так как на качество получаемого сигнала сильное влияние оказывает среда. При высушивании или при помещении в неподходящую среду, биомолекулы могут разрушиться или потерять свою рабочую конформацию, нарушив тем самым структуру всего слоя. По этой причине, регистрация визуальной информации должна проводиться в жидкости – в водных растворах, позволяющих биомолекулам сохранять свою «рабочую» форму. Поэтому, привлечение, например, электронной микроскопии, требующей вакуумирования, неприемлемо, а применение АСМ довольно сильно ограничено.

Нами впервые было предложено применение метода конфокальной лазерной сканирующей микроскопии (confocal laser scanning microscopy, CLSM) для визуализации

биослоёв на поверхности индикаторных электродов [4, 5]. Основной задачей подбора условий регистрации изображений данным методом заключается в определении области спектра, включающей наиболее интенсивную полосу автофлуоресценции биообъекта или флуоресценции метки, связанной с изучаемыми биомолекулами. Сложной задачей является визуализации двухкомпонентных слоёв. В случае слабо интенсивной автофлуоресценции, эта задача становится еще более трудной.

В данной работе с использованием метода CLSM проводилась визуализация слоев ДНК-аптамеров (одноцепочечных молекул ДНК), специфичных к онкомаркерам рака легкого, на поверхности золотых дисковых электродов. Исследовались слои двух аптамеров LC-17 и LC-18 из серии разработанных ранее научной группой из КрасГМУ под руководством Кичкайло А.С. [6] и способных специфически связываться с опухолевыми маркерами рака легкого. Было обнаружено, что один из аптамеров обладает автофлуоресценцией достаточно сильной, чтобы служить самостоятельным сигналом для визуализации слоя с привлечением метода CLSM. При возбуждении лазером с длиной волны 405 нм, максимум автофлуоресценции LC-18 находится в достаточно широкой области 415-464 нм. При визуализации получаемого сигнала можно наблюдать распределение слоя ДНК-аптамера LC-18 на поверхности золотого дискового электрода. Однако, аптамер LC-17 имеет слабую интенсивность автофлуоресценции при тех же условиях, что не позволяет достоверно обнаружить его присутствие на поверхности электрода.

Таким образом, в случае с ДНК-аптамером LC-17 необходимо дополнительно модифицировать молекулы аптамера флуоресцентными метками, чтобы стала возможной визуализация его слоя на поверхности электрода. В этом случае необходимо будет убедиться, что введенный модификатор (метка) не влияет на конформацию молекулы аптамера и не будет снижать (или напротив, повышать) его способность связываться с поверхностью электрода. Кроме того, введение дополнительного агента в состав биомолекулы может повлиять на межмолекулярные латеральные взаимодействия в аптамерной «пленке», что скажется на структуре получаемого биораспознающего слоя. Оценку возможности таких изменений при введении флуоресцентной метки необходимо проводить с привлечением других методов, в том числе – оптических, электрохимических. Данные исследования запланированы к проведению в ближайшем будущем.

#### Список литературы

1. M. Mazloum-Ardakani, B. Barazesh, M. Mazloum-Ardakani. A distinguished cancer-screening package containing a DNA sensor and an aptasensor for early and certain detection of acute lymphoblastic leukemia // *Clinica Chimica Acta*, vol. 497, pp. 41–47, 2019.
2. M. Tertis, P.I. Leva, D. Bogdan, et al. Impedimetric aptasensor for the label-free and selective detection of Interleukin-6 for colorectal cancer screening // *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 137, pp. 123–132, 2019.
3. C. Ibañeta, M.K. Md Arshad, S.C.B. Gopinatha, et al. Gold interdigitated triple-microelectrodes for label-free prognosticative aptasensing of prostate cancer biomarker in serum // *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 136, pp. 118–127, 2019.
4. A.V. Shabalina, D.O. Sharko, I.N. Lapin. Visualization of the effectiveness of the surface blocking of electrochemical sensors using laser confocal microscopy // *Proc. of SPIE*. 11322. doi:10.1117/12.2550777.
5. I.N. Lapin, A.V. Shabalina, V.A. Svetlichnyi, et al. Visualization of Nanoconstructions with DNA-Aptamers for Targeted Molecules Binding on the Surface of Screen-Printed Electrodes // *Proceedings SPIE*. 2018, 10614. doi:10.1117/12.2304745.
6. G.S. Zamay, T.I. Ivanchenko, T.N. Zamay, et al. DNA Aptamers for the Characterization of Histological Structure of Lung Adenocarcinoma // *Molecular Therapy–Nucleic Acids*, vol. 6, pp. 150–162, 2017.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ ТРИПТОФАНОВЫХ ОСТАТКОВ В ФЛУОРЕСЦЕНЦИЮ КАРБОКСИАНГИДРАЗЫ Б

Н.Е. Карузина<sup>1\*</sup>, Б.С. Мельник<sup>2</sup>, Е.В. Немцева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79  
\*E-mail: karuzina1994@gmail.com*

<sup>2</sup>*Институт белка РАН  
142290, Российская Федерация, г. Пущино, ул. Институтская, д. 4*

Целью работы является определение вклада отдельных триптофановых остатков карбоксиангидразы Б быка во флуоресцентные характеристики этого белка методом направленного мутагенеза. В работе были измерены спектры поглощения и флуоресценции при стационарном и импульсном возбуждении карбоксиангидразы дикого типа и мутантных форм с заменой триптофановых остатков на тирозиновые. Были определены времена жизни флуоресценции  $\tau_1$  и  $\tau_2$ . Анализ спектров флуоресценции и кривых зависимостей времен жизни от концентрации мочевины показал, что остатки триптофана в позициях 4, 15, 96 и 243 вносят основной вклад в собственную флуоресценцию карбоксиангидразы Б быка.

Важной задачей биофизики и биомедицины является развитие методов анализа стадий сворачивания/разворачивания структурных элементов белковых макромолекул. Нарушение пути сворачивания макромолекулы по причине мутаций в первичной структуре белка или под действием внешних факторов может приводить к тяжелым заболеваниям организма. Собственная флуоресценция белка, обусловленная, главным образом возбуждением триптофановых остатков, является чувствительным методом к внутренним перестройкам белков [1, 2]. Ранее было показано, что путь разворачивания карбоксиангидразы Б может быть охарактеризован с помощью значений двух компонент времени жизни флуоресценции [3], но интерпретация характера изменения параметров собственной люминесценции этого белка затруднена наличием в его составе 7-ми триптофановых остатков. Целью данного исследования было определить вклад отдельных триптофановых остатков карбоксиангидразы Б быка в флуоресцентные характеристики белка методом направленного мутагенеза. Для этого были получены мутантные формы карбоксиангидразы, в которых один из триптофановых остатков был заменён на тирозиновый и таким образом терял возможность вносить вклад в собственную флуоресценцию белка.

Карбоксиангидраза дикого типа и её мутантные формы были предоставлены группой спектроскопии белка Института белка РАН (г. Пущино). Измерения оптических характеристик проводили после 18-часовой инкубации белка в растворах с различной концентрацией мочевины (0-8,5 М). Были исследованы характеристики собственной флуоресценции белков при возбуждении 296 нм. Спектры испускания при стационарном возбуждении и спады флуоресценции при импульсном возбуждении были зарегистрированы в диапазоне 305-417 нм с помощью спектрофлуориметра Fluorolog-3 (Horiba, JobinYvon), оснащенного модулем DeltaHub для регистрации методом счета одиночных фотонов с временной корреляцией. Времена жизни флуоресценции определяли по спадам флуоресценции с помощью метода деконволюции [4] и глобального анализа [5]. Спектры флуоресценции были откорректированы с учетом эффекта внутреннего фильтра и фона растворителя. Для каждого белка были получены времена жизни триптофановой флуоресценции:  $\tau_1=1-2$  нс,  $\tau_2=4,9-5,7$  нс,  $\tau_3<0,3$  нс. По  $\tau_1$  и  $\tau_2$  были построены кривые перехода белков в развернутое состояние.

Ранее было получено, что структурные перестройки карбоксиангидразы в ходе разворачивания в растворах мочевины сопровождаются разнонаправленным изменением компонент времени жизни флуоресценции белка со значениями около 1,1 и 5,6 нс: первая увеличивается, а вторая уменьшается, при этом отражая две разные стадии процесса [6]. Мутантные формы с заменой триптофанов на тирозин демонстрируют сходные тенденции по  $\tau_1$  (рис. 1, А). При этом  $\tau_2$  для белка W15F характеризуется более

низким значением и ростом в ходе денатурации, что отличает данный белок от дикого типа и всех других мутантов (рис. 1, Б).

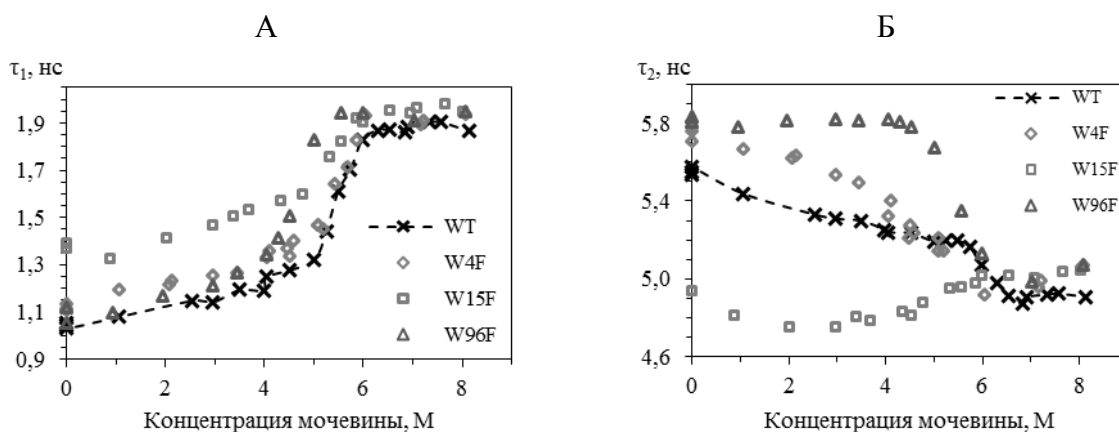


Рис. 1. Изменение компонент времени жизни флуоресценции  $\tau_1$  (А) и  $\tau_2$  (Б) карбоксиангидразы дикого типа (WT) и мутантных форм в ходе разворачивания мочевиной

Сравнение спектров флуоресценции дикого типа и мутантных форм белка показало различие в интенсивности флуоресценции и положении максимума спектра, что объясняется различными вкладами каждого из триптофанов во флуоресценцию белка. Установлено, что в то время как замена триптофановых остатков в позиции 15 и 96 приводит к снижению квантового выхода белка, замена остатка в положении 4 увеличивает интенсивность флуоресценции, что говорит о его роли как акцептора энергии возбуждения с триптофанового остатка в позиции 15.

Таким образом, получено, что основной вклад в собственную флуоресценцию карбоксиангидразы Б быка вносят триптофановые остатки в позициях 4, 15, 96 и 243. При этом первые два триптофана образуют донорно-акцепторную пару и вовлечены в безызлучательный перенос энергии возбуждения.

Исследование поддержано РФФИ (проект № 19-04-00420).

#### Список литературы

1. Kuwajima, K. The molten globule state as a clue for understanding the folding and cooperativity of globular protein structure / K.Kuwajima // *Proteins: Structure, Function, and Bioinformatics*, V. 6, pp. 87-103, 1989
2. Privalov P. L. Intermediate states in protein folding // *Journal of molecular biology*, V. 258, pp. 707-725, 1996
3. Nemtseva E., Lashchuk O., Gerasimova M., Melnik T., Nagibina G., Melnik B. Fluorescence lifetime components reveal kinetic intermediate states upon equilibrium denaturation of carbonic anhydrase II // *Submitted to Methods and Applications in Fluorescence*. V. 6, pp. 1 – 19, 2017
4. Ameloot M., Hendrickx H. Extension of the performance of Laplace deconvolution in the analysis of fluorescence decay curves // *Biophys. J.*, № 44 (1), pp. 27 – 34, 1983
5. Knutson, J. R., Beechem J. M., Brand L. Simultaneous analysis of multiple fluorescence decay curves: A global approach // *Chem. Phys. Lett.*, № 102 (6), pp. 501 – 507, 1983
6. Nemtseva EV, Gerasimova MA, Melnik TN, Melnik BS. Experimental approach to study the effect of mutations on the protein folding pathway // *PLoS ONE*, 14(1), 2019

## ОПТИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ MoS<sub>2</sub>

Л. В. Котова<sup>1\*</sup>, А. В. Платонов<sup>1</sup>, А. В. Пошакинский<sup>1</sup>, Т. В. Шубина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург 194021, Россия

\*E-mail: kotova@mail.ioffe.ru

Экспериментально изучена серия образцов слоистых чешуек MoS<sub>2</sub> с толщиной от 1 до 10 мкм, при этом наблюдалась их сильная оптическая анизотропия, которую можно объяснить влиянием напряжения или деформации сдвига. Исследуемая оптическая анизотропия позволяет преобразовывать поляризацию проходящего света из линейной в круговую со степенью до 15%.

Для количественной оценки оптических свойств слоистых структур было изучено, как поляризация проходящего света зависит от поляризации падающего света. С этой целью измерялась угловая зависимость всех трех параметров Стокса проходящего линейно поляризованного света и кристаллографическими осями. Было обнаружено, что интенсивность проходящего света в скрещенной поляризации достигает максимума, когда падающий свет поляризован вдоль определенной оси. Степень круговой поляризации прошедшего света также отлична от нуля. Оно может достигать 15% и меняет знак при повороте поляризации падающего света на 90°. Параметр Стокса, соответствующий степени линейной поляризации в осях, повернутых под 45° относительно плоскости падения, невелик (менее 1%).

Вышеуказанные эффекты присутствуют в широком спектральном диапазоне, и мы связываем их с наличием некоторого напряжения в плоскости или деформации сдвига, которые приводят к линейному двулучепреломлению. Помимо этой фоновой анизотропии наблюдался меньший эффект, который присутствует только в диапазоне от 1,8 до 2,1 эВ, что соответствует экситонам А и В. Соответствующая степень конверсии не превышает 1,5%. Эффект характеризуется различной симметрией, и мы связываем его с анизотропией, возникающей из-за особой укладки слоев внутри чешуйки.

## ТРЕХКАТИОННЫЕ СКАНДОБОРАТЫ: СОСТАВ, СТРУКТУРА, СВОЙСТВА, ПРИМЕНЕНИЕ В ФОТОНИКЕ

А.Е. Кох<sup>1\*</sup>, Н.Г. Кононова<sup>1</sup>, А.Б. Кузнецов<sup>1</sup>, Е.А. Симонова<sup>1</sup>, В.С. Шевченко<sup>1</sup>,  
А.А. Горевачева<sup>1</sup>, В.А. Светличный<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН  
630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Коптюга, 3

<sup>2</sup>Томский государственный университет  
Российская Федерация, Томск,

\*a.e.kokh@gmail.com

В докладе рассмотрены условия получения нецентросимметричных трехкатионных скандоборатов с общей формулой  $\text{Ln}'_x\text{Ln}''_y\text{Sc}_z(\text{BO}_3)_4$  ( $x+y+z=4$ ) при различных комбинациях лантаноидов Ln. Отсутствие центра симметрии и наличие редкоземельных катионов делает данные соединения перспективными для целей самоудвоения лазерного излучения.

Одним из важных свойств ортоборатов с общей формулой  $\text{RX}_3(\text{BO}_3)_4$ , где  $R = \text{Y}$ , Ln;  $X = \text{Al}$ , Ga, Sc, Cr, Fe является способность образовывать нецентросимметричную структуру, которую принято называть хантитоподобной. Такая структура обуславливает наличие у данных соединений многих практически важных свойств, в том числе, нелинейно-оптических.

В работе [1] было показано, что стабилизация хантитоподобной структуры может произойти, если в структуру  $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$  ввести катион  $\text{Nd}^{3+}$ . Таким образом соединение  $\text{Nd}_x\text{La}_{1-x}\text{Sc}_3(\text{BO}_3)_4$  положило начало новым трехкатионным скандоборатам с хантитоподобной структурой. Далее в ряде работ были получены нелинейно-оптические кристаллы в ряду  $\text{A}_x\text{La}_y\text{Sc}_z(\text{BO}_3)_4$  со стабильной хантитоподобной структурой при  $A = \text{Bi}$ , Gd, Y и Lu. Из данного ряда нами синтезированы новые соединения со структурой хантита при  $A = \text{Sm}$  и Tb:  $\text{Sm}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{Sc}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{Tb}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{Sc}_3(\text{BO}_3)_4$ , выращены объемные кристаллы и исследованы их оптические свойства [2].

Ранее нами были синтезированы еще три новых трехкатионных соединения из ряда иттрий-скандиевых боратов  $\text{Y}_x\text{R}_y\text{Sc}_z(\text{BO}_3)_4$ , ( $x + y + z = 4$ ) с  $R = \text{Ce}$ , Pr и Nd [3]. Для Pr и Nd были выращены объемные кристаллы высокого оптического качества с использованием в качестве растворителя  $\text{LiBO}_2 - \text{LiF}$  [4]. Составы выращенных кристаллов близки к формулам  $\text{Y}_{0.10}\text{Pr}_{0.93}\text{Sc}_{2.96}(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{Y}_{0.18}\text{Nd}_{0.87}\text{Sc}_{2.95}(\text{BO}_3)_4$ .

В продолжение иттрий-скандиевого ряда нами были синтезированы новые соединения для 10 лантаноидов ряда Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu. Исходные компоненты, как и для синтеза Ce, Nd, Pr иттрий-скандиевых боратов данного ряда в работе [3], брались в соотношении  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Ln}_2\text{O}_3:\text{Sc}_2\text{O}_3:\text{HBO}_2 = 1:1:4:6$ . Однако полученные соединения представляли собой твердые растворы на основе  $\text{ScBO}_3$  (пр. гр.  $R-3c$ ) и соответствовали кристаллохимической формуле  $\text{Y}_x\text{Ln}_y\text{Sc}_{1-x-y}\text{BO}_3$ . При выращивании кристаллов Sm и Eu иттриевых скандоборатов по методике [4] были получены образцы моноклинной фазы.

Предварительный вывод состоит в том, что для формирования устойчивой хантитоподобной структуры трехкатионных скандоборатов необходимо наличие катиона с ионным радиусом большим, чем у катиона  $\text{Sm}^{3+}$ . Целью продолжающейся работы является синтез и исследование новых соединений скандоборатов при различных комбинациях трехвалентных катионов Ln и их составов в общей формуле  $\text{Ln}'_x\text{Ln}''_y\text{Sc}_z(\text{BO}_3)_4$ .

Исследование поддержано РФФИ №19-05-00198а.

### Список литературы

1. G. Aka, A. Kahn-Harari, and D. Vivien. Phase transition, growth, and optical properties of  $\text{Nd}_x\text{La}_{1-x}\text{Sc}_3(\text{BO}_3)_4$  crystals. // Journal of Materials Research, vol. 16, pp. 38-44, 2001.

2. A. Kuznetsov, A. Kokh, N. Kononova, et al. New scandium borates  $R_xLa_ySc_z(BO_3)_4$  ( $x + y + z = 4$ ,  $R = Sm, Tb$ ): Synthesis, growth, structure and optical properties // *Materials Research Bulletin*, Vol. 126, p. 110850, 2020.

3. А.Е. Кох, Н.Г. Кононова, М.В. Федорова, и др. Новые нелинейно-оптические кристаллы семейства  $M_{1-x}Sc_{3-y}Y_{x+y}(BO_3)_4$  ( $M = Ce, Pr, Nd$ ) // *ДАН*, т. 443, № 5, с. 567-569, 2012.

4. А.Е. Кох, А.В. Кузнецов, Е.В. Пестряков, et al. Growth of the complex borates  $Y_xR_ySc_{2+z}(BO_3)_4$  ( $R = Nd, Pr$ ,  $x + y + z = 2$ ) with huntite structure // *Crystal Research & Technology*, Vol. 52, p. 1600371, 2017.



# СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ БОРАТОВ СО СТРУКТУРОЙ ХАНТИТА

А. С. Крылов\*, Е. М. Мошкина, И. А. Гудим, С. Н. Крылова, А. Н. Втюрин

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

\*E-mail: shusy@ru

Изучены эффекты, связанные с параметрами структурного порядка и магнитного упорядочения при фазовых переходах в спектрах комбинационного рассеяния света монокристаллов и твердых растворов кристаллов  $(\text{Ho-Nd})\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $(\text{Sm-La})\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{Ho}(\text{Fe-Ga})_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{Tb}(\text{Fe-Ga})_3(\text{BO}_3)_4$ .

Кристаллы семейства  $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  (где  $R$  – редкоземельный ион) обладают свойствами мультиферроиков, демонстрируя как структурные, так и магнитные фазовые переходы [1–3]. Температуры фазовых переходов могут быть изменены добавлением в состав редкоземельных элементов. Методом спектроскопии комбинационного рассеяния света изучено поведение и свойств монокристаллов и твердых растворов кристаллов  $(\text{Ho-Nd})\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $(\text{Sm-La})\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{Ho}(\text{Fe-Ga})_3(\text{BO}_3)_4$ ,  $\text{Tb}(\text{Fe-Ga})_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{Nb}(\text{Fe-Ga})_3(\text{BO}_3)_4$ .

Низкотемпературные исследования проводились в гелиевом криостате замкнутого цикла в диапазоне температур 10–400 К. Исследования при высоких гидростатических давлениях и высоких температурах проводились при давлении до 7 ГПа и температурах до 680 К с помощью ячейки с алмазными наковальнями.

Изучались мягкие моды, связанные с параметрами структурного порядка и эффектами магнитного упорядочения при фазовых переходах в спектрах комбинационного рассеяния света. Выполнено построение фазовой  $p$ - $T$  диаграммы. [4, 5]

В кристаллах наблюдалось изменение спектров, индуцированное магнитным упорядочением ниже температуры Нееля (около 40 К), включающее магнитное рассеяние. Анализ колебательных спектров и их численное моделирование показывают, что большие смещения ионов кислорода в  $\text{BO}_3$  группах ниже температуры Нееля, приводят к более сильным магнитоупругим взаимодействиям.

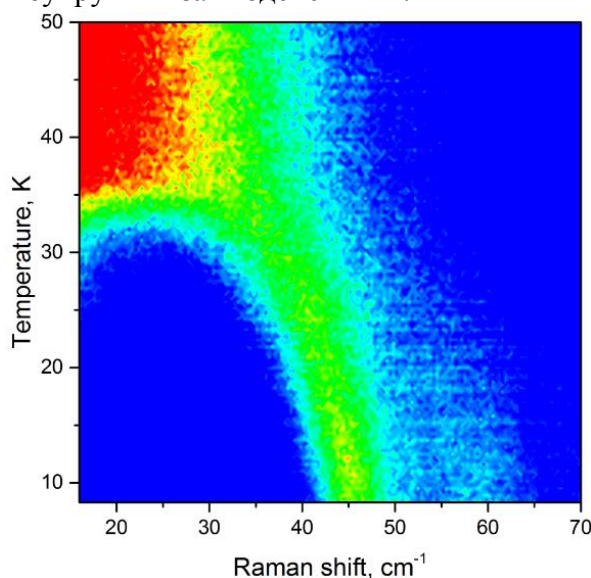


Рис. 1. Температурная зависимость спектров КР в кристалле  $\text{Sm}_{0.25}\text{La}_{0.75}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$

В твердых растворах Sm-La обнаружены аномалии, при температурах около  $T_N = 32$  К, соответствующие температурам магнитных фазовых переходов [6]. Было установлено, что основные изменения наблюдаются в низкочастотном диапазоне спектра, соответствующего двухмагнотному рассеянию. (Рис. 1).

В твердых растворах  $Tb(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$  исследованы составы, в которых температуры магнитных и структурных фазовых переходов очень близки. Для составов  $Ho(Fe-Ga)_3(BO_3)_4$  получены фазовые диаграммы Состав-Температура [7].

Построены фазовые диаграммы «давление-температура» для кристаллов  $HoFe_3(BO_3)_4$  и  $TbFe_3(BO_3)_4$

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 18-02-00754.

#### Список литературы

1. A.K. Zvezdin, S.S. Krotov, A.M. Kadomtseva et al. // JETP Lett. **81**, 272, 2005.
2. D. Fausti, A.N. Nugroho, H.M. Paul van Loosdrecht // Phys. Rev. B **74**, 024403, 2006
3. A.S. Krylov, S.N. Sofronova, I.A. Gudim et al. // Solid State Commun. **174**, 26, 2013.
4. A.S. Krylov, I.A. Gudim, I. Nemtsev, S.N. Krylova, A.V. Shabanov, A.A. Krylov // J. Raman Spectrosc., doi: 10.1002/jrs.5078, 2017.
5. A. Krylov, S. Krylova, I. Gudim, A. Vtyurin, // Ferroelectrics, **556**, 16, 2020.
6. E. Moshkina, A. Krylov, S. Sofronova, I. Gudim, V. Temerov, // Cryst. Growth Des., **16**, 6915, 2016.
7. E. Moshkina, S. Krylova, I. Gudim, M. Molokeev, V. Temerov, M. Pavlovskii, A. Vtyurin, A. Krylov, // Cryst. Growth Des., **20**, 1158, 2020.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛА $\text{HoGa}_3(\text{BO}_3)_4$ : ЭКСПЕРИМЕНТ И *Ab Initio* РАСЧЕТ

С. Н. Крылова<sup>1\*</sup>, А. С. Александровский<sup>1</sup>,  
Е. М. Рогинский<sup>2,3</sup>, А. А. Крылов<sup>4</sup>, И. А. Гудим<sup>1</sup>, А. Н. Втюрин<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>ИФ СО РАН, Академгородок 50/38, 660036, Красноярск, Россия  
e-mail: slanky@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>Институт Иоффе, Политехническая 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup>Физический факультет, Санкт-Петербургского Университета, 194508, Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup>Московский Физико-Технический Институт, 141700, Долгопрудный, Россия

<sup>5</sup>Сибирский Федеральный Университет, 660041, Красноярск, Россия

Выращен монокристалл  $\text{HoGa}_3(\text{BO}_3)_4$ . Оптическая ширина запрещенной зоны, определенная по измеренному спектру поглощения, обусловлена прямым разрешенным переходом и равна 4,14 эВ. Оптические свойства этого кристалла рассчитаны на основе теории функционала плотности. Расчетное значение ширины запрещенной зоны 4,17 эВ.

Кристаллы со структурой хантита привлекают значительное внимание благодаря их магнитоэлектрическим свойствам. Однако  $\text{HoGa}_3(\text{BO}_3)_4$  следует рассматривать также как перспективный материал для люминесцентных и нелинейных лазерных применений [1, 2]. Оптические свойства этого кристалла мало изучены.

Монокристаллы  $\text{HoGa}_3(\text{BO}_3)_4$  были выращены с использованием раствор-расплавного синтеза. Образцы представляли собой оптически прозрачную желтую пластину, вырезанную из монокристалла с размером 4x3x1,5 мм и не содержит включений, видимых под микроскопом. Спектры поглощения регистрировали с использованием спектрометра Shimadzu UV-3600. Были выполнены теоретические расчеты методом плоских волн  $p$  на основе теории функционала плотности с использованием пакета CASTEP. Псевдоатомные расчеты выполнены для орбиталей: 2s2, 2p1; O: 2s2, 2p4; Ga: 3d10,4s2, 4p1; Ho: 4f11, 5s2, 5p6, 6s2. Энергия отсечки были установлены на  $E_{\text{cut}} = 900$  эВ, а интегрирование в  $K$ -пространстве над зоной Бриллюэна было выполнено с использованием сетки 3x3x3  $k$ -point Монкхроста-Пака. Сходимость была в пределах  $1,0 \times 10^{-7}$  эВ / атом. Рассчитана зонная структуры  $\text{HoGa}_3(\text{BO}_3)_4$ , включающий его валентную зону и зону проводимости. Вершина валентной зоны в основном образована O 2p, B 2s и B 2p орбиталями. Дно зоны проводимости образовано Ho 5d и B 2p орбиталями. Анализ экспериментального спектра поглощения  $\text{HoGa}_3(\text{BO}_3)_4$  выполнен с использованием подхода Таука:

$$\alpha h\nu = \beta (h\nu - E_g)^n$$

где  $\beta$  is the инверсия параметра границы полосы,  $h\nu$  энергия фотона,  $E_g$  ширина полосы. Подгонка не позволяет делать различие между разными типами переходов поэтому  $n = 1/2$ . Результат подгонки дает  $E_g = 4,14$  эВ, демонстрирует хорошее согласие экспериментального и расчетного значения  $E_g = 4,17$  эВ. Спектр поглощения кристалла в видимой / ультрафиолетовой области спектра содержит вклад f-f-переходов иона  $\text{Ho}^{3+}$  и межзонный переход.

Исследование поддержано РФФИ №18-02-00754.

### Список литературы

1. Al'shinskaya L.I., Leonyuk N.I., Timchenko T.I., High-temperature crystallization, composition, structure, and certain properties of rare-earth gallium borates, *Krist. Techn.* 14, 897–903, 1979.

2. Borovikova E. Yu., Boldyrev K. N., Aksenov S. M., Dobretsova E. A., Kuzhkovskaya V.S., Leonyuk N. I., Savon A. E., Deyneko D. V., Ksenofontov D. A. Crystal growth, structure, infrared spectroscopy, and luminescent properties of rare-earth gallium borates  $\text{RGa}_3(\text{BO}_3)_4$ , R = Nd, Sm–Er, Y. *Optical Materials*, 49, 304–311, 2015.

# ФОТОХИМИЧЕСКИЙ ПЕРЕНОС ПРОТОНА КАК ОСНОВА ВАРИАБЕЛЬНОСТИ СПЕКТРОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ЦЕЛЕНТЕРАМИД-СОДЕРЖАЩИХ БЕЛКОВ

Н.С. Кудряшева

*Институт биофизики СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 50/50  
E-mail: kudr@ibp.ru*

Целентерамид-содержащие флуоресцентные белки (ЦЛМ-СФБ) – продукты биолюминесцентных реакций кишечнорастворимых. Под действием УФ излучения ЦЛМ-СФБ не только флуоресцируют в фиолетовой области спектра, но и способны к фотохимическому переносу протона; процесс завершается излучательной дезактивацией фотопродукта в зеленой области спектра. При этом цвет фотолуминесценции ЦЛМ-СФБ включает фиолетовую и зеленую составляющие, соотношение которых определяется эффективностью переноса протона, зависит от микроокружения в белке и чувствительно к различным деструктивным факторам – температуре, радиации, химическим агентам. Обсуждается вариабельность спектров фотолуминесценции ЦЛМ-СФБ, а также возможность их использования в качестве флуоресцентных биосенсоров токсичности.

Целентерамид-содержащие флуоресцентные белки (ЦЛМ-СФБ) – продукты биолюминесцентных реакций кишечнорастворимых. Спектры фотолуминесценции ЦЛМ-СФБ многокомпонентные и вариабельные, что связано с фотохимической активностью ЦЛМ. Под действием УФ излучения нейтральная форма ЦЛМ-СФБ не только флуоресцирует в фиолетовой области спектра, но также способна к фотохимическому процессу – отдаче протона с образованием электронно-возбужденного ионизированного продукта реакции, процесс завершается излучательной дезактивацией фотопродукта в зеленой области спектра. При этом цвет фотолуминесценции ЦЛМ-СФБ включает как фиолетовую, так и зеленую составляющие (Рис.1), соотношение которых определяется эффективностью фотохимического переноса протона. Последний процесс, в свою очередь, зависит от микроокружения в белке и чувствителен к воздействию различных деструктивных факторов – температуры, радиации, химических агентов.

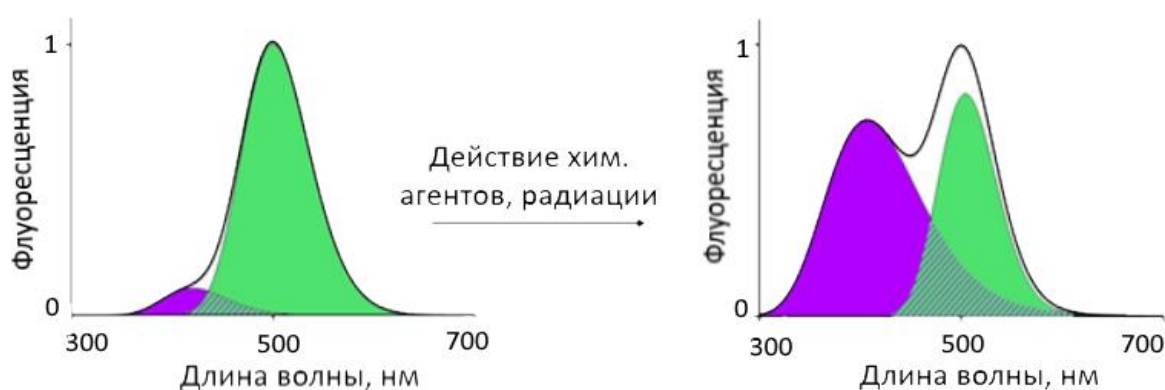


Рис.1. Изменение спектров флуоресценции целентерамид-содержащих белков под действием химических реагентов и радиации.

В работах [1-5] обсуждаются результаты воздействия ряда факторов (температуры, энергии фотовозбуждения, ряда растворителей, ионов кальция, ионизирующего излучения на примере трития и гамма излучения) на интенсивность и спектральный состав фотолуминесценции ЦЛМ-СФБ. На Рис. 1 схематически показано, как воздействие химических агентов или радиации изменяет вклады цветных компонент, т. е. увеличивает вклад фиолетовой и уменьшает вклад сине-зеленой флуоресценции. Токсический эффект оценивается по изменению вкладов этих компонент.

В отличие от зеленых флуоресцентных белков, ЦЛМ-СФБ не получили широкого распространения в биомедицинских исследованиях, и их потенциал в качестве цветных биомаркеров в настоящее время недооценен. Нами впервые предложено использование этих белков для мониторинга химической и радиационной токсичности в биологических жидкостях [6-7]. Вариабельность спектров фотолюминесценции под действием радиации или химических агентов определяет возможность использования ЦЛМ-СФБ в качестве биомаркеров для количественной оценки деструктивных (токсических) свойств микроокружения белков. Кроме того, в связи с тем, что биолюминесцентные реакции кишечнорастворимых уже используются для мониторинга ряда внутриклеточных процессов, применение продуктов этих реакций (ЦЛМ-СФБ) в качестве фотолюминесцентных биомаркеров придает многофункциональность белковым препаратам, выделенным из кишечнорастворимых. Возможность регистрации фотолюминесценции в качестве физиологической функции делает биотестовую систему максимально удобной при практическом использовании. Таким образом, использование флуоресцентных белков дает возможность количественно оценивать результаты внешнего воздействия и является основой создания нового типа биотестов на токсическое действие – биотестов с цветовой дифференциацией.

Исследование поддержано грантом РФФИ и Красноярского краевого фонда науки № 18-44-242002.

#### Список литературы

1. R.R. Alieva, N.V. Belogurova, A.S. Petrova, Nadezhda S. Kudryasheva. Fluorescence properties of Ca<sup>2+</sup>-independent discharged obelin and its application prospect. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*. vol. 405, pp. 3351-3358, 2013,
2. R.R. Alieva, N.V. Belogurova, A.S. Petrova, Nadezhda S. Kudryasheva. Effects of alcohols on fluorescence intensity and color of a discharged-obelin-based biomarker// *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol.406, pp. 2965-2974, 2014
3. R.R. Alieva, F.N. Tomilin, A.A. Kuzubov, et al. Ultraviolet fluorescence of coelenteramide and coelenteramide-containing fluorescent proteins. Experimental and theoretical study// *Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology*, vol.162, pp. 318-323, 2016
4. N.S. Kudryasheva, A.S. Petrova, D.V. Dementyev, et al. Exposure of luminous marine bacteria to low-dose gamma-radiation// *J. Env.Radioact.*, vol.169-170, pp. 64-69, 2017.
5. A.S. Petrova A.S., A.A. Lukonina, G.A. Badun, N.S.Kudryasheva. Fluorescent Coelenteramide-Containing Protein as a Color Bioindicator for Low-Dose Radiation Effects// *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, vol.409, pp. 4377-4381, 2017.
5. R.R. Alieva, N.S. Kudryasheva. Variability of Fluorescence Spectra of Coelenteramide-Containing Proteins as a Basis for Toxicity Monitoring//*Talanta*, vol.170, pp. 425-431, 2017.
7. N.S. Kudryasheva, E.S. Kovel. Monitoring of Low-intensity Exposures via Luminescent Bioassays of Different Complexity: Cells, Enzyme Reactions and Fluorescent Proteins. *Int. J. Mol. Sci.* vol. 20, p.4451, 2019.

# FEATURES OF THE LOCAL MAGNETIC STRUCTURE OF $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ CRYSTAL IN ${}^5F_2$ AND ${}^5F_3$ EXCITED STATES OF $\text{Ho}^{3+}$ ION

A. V. Malakhovskii<sup>1\*</sup>, S. L. Gnatchenko<sup>2</sup>, I. S. Kachur<sup>2</sup>, V. G. Piryatinskaya<sup>2</sup>, I. A. Gudim<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics, FRC KSC SB RAS, 660036 Krasnoyarsk, Russian Federation*

\*E-mail: malakha@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>*B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, National Academy of Sciences of Ukraine, 61103 Kharkov, Ukraine*

Magnetic linear dichroism was studied in  $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal at 2 K in magnetic field till 65 kOe parallel to the  $a$ ,  $b$  and  $c$  axes. Unusual behavior of the Ho magnetic structure in the excited states was revealed.

$\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal orders antiferromagnetically at 38-39 K, forming easy-plane magnetic structure. At lowering temperature to 4.7 K, a spontaneous spin-reorientation phase transition from the easy-plane to the easy-axis state occurs. At the easy-axis phase, applying of some external magnetic field  $H_{SR}$  both along and perpendicular to the trigonal axis  $c$  leads to reorientation of the magnetic moments to the basal plane. Below  $H_{SR}$  the Fe magnetic moments are strictly parallel to the  $c$ -axis, while the  $a$ - $b$  components of the Ho magnetic moments exist and have an angle of  $60^\circ$  to each other, going from one  $a$ - $b$  plane to the neighboring one [1].

We measured spectra of magnetic linear dichroism (MLD) in the basal  $ab$  plane ( $k_a$ - $k_b$ ) with the light parallel to the  $c$ -axis at temperature 2 K. MLD is described by the formula:

$$\Delta k_M = k_A - k_B \sim M_{Ho}^2 \sin^2 \alpha. \quad (1)$$

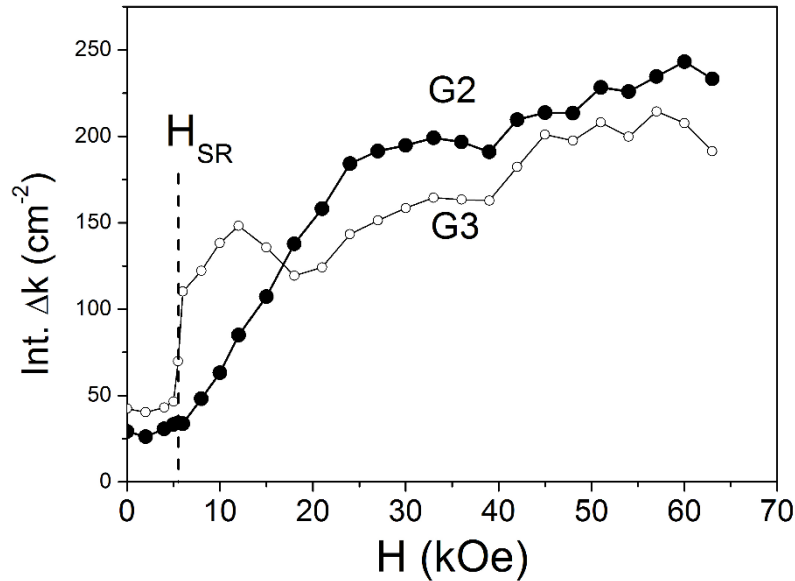


Fig. 1. Integral magnetic linear dichroism of G2 and G3 bands in the field  $H||c$

Here  $k_A$  and  $k_B$  are absorption coefficients for waves polarized along and perpendicular to the projection of the holmium magnetic moment  $M_{Ho}$  on the  $ab$  plane,  $\alpha$  is the angle between  $M_{Ho}$  and the light wave vector  $k$ . Multiplet  ${}^5F_2$  is split in the  $D_3$  local symmetry in the following way:  $A_1(G1)+E(G2)+E(G3)$ . Integral MLD of the G2 and G3 bands as a function of the magnetic field  $H||c$  are shown in Fig. 1. It is possible to show, that in the easy axis phase the measured MLD ( $k_a$ - $k_b$ ) should be zero in the described above Ho magnetic moment structure. However, it is not so (see Fig. 1). This means, that three Ho magnetic moments, mentioned above, are not strictly equivalent, as it was supposed in [1]. The MLD is an even function of magnetic field. However, the MLD changed sign with the changing sign of the magnetic field  $H||c$ . This means, that the Ho magnetic moments do not change signs but rotate and rotate not identically, other vice the average MLD would be unchanged. As mentioned above, magnetic

structure of the Ho sublattice is actually a spiral. Such structure can be described by an axial vector and therefore can be sensitive to the magnetic field direction.

Immediately at  $H > H_{SR}$   $M_{Fe}$  is close to the basal plane [2]. If the Ho average magnetic moment orientation in the excited state followed that of Fe, the MLD would strongly increase immediately after  $H_{SR}$  according to (1) and would decrease with the field increasing. However, the opposite phenomenon is observed for the G2 band (Figure 1). Such behavior of the MLD is possible, if in the considered excited state  $M_{Ho}$  and  $M_{Fe}$  are mutually perpendicular and orientation of the  $M_{Ho}$  only slightly changes at the reorientation transition (Figure 1). Value of the G3 band MLD strongly increases stepwise after the  $H_{SR}$ , as it was supposed in the beginning. However with the increasing magnetic field the G3 MLD returns to the behavior typical for the mutually perpendicular orientation of Ho and Fe magnetic moments.

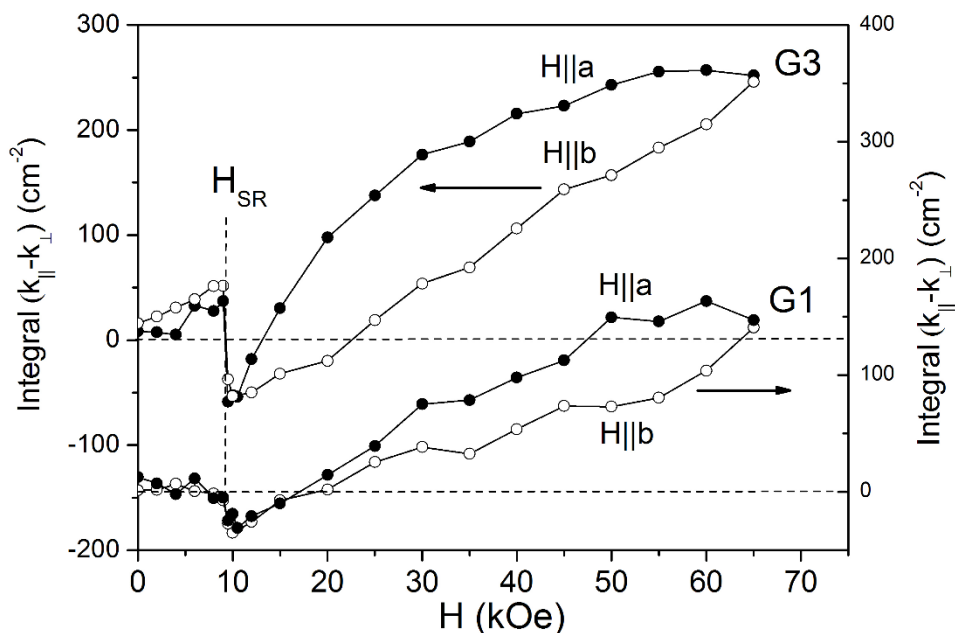


Fig. 2. Integral magnetic linear dichroism of G1 and G3 bands in the field  $H||a, b$

At  $H < H_{SR}$  in the field  $H||a(b)$  the MLD of the G3 line is small and increases (Fig. 2), that corresponds to  $M_{Ho1}$  approximately collinear to  $M_{Fe1}$ . If after  $H_{SR}$  the  $M_{Ho1}$  also followed  $M_{Fe1}$  then the MLD would increase stepwise since  $\alpha=90^\circ$  ( $M_{Fe}$  is in  $ab$  plane). In reality, at  $H=H_{SR}$  the MLD change sign, but absolute value remains approximately the same (Fig. 2). This means that the angle  $\alpha$  between  $M_{Ho1}$  and  $k$  remains the same as before the transition, but the  $M_{Ho1}$  projection on the  $ab$  plane is rotated from  $a(b)$  to the  $b(a)$ -axis.

The reported study was funded by Russian Foundation for Basic Research grant No 19-02-00034, and also by Russian Foundation for Basic Research, Government of Krasnoyarsk Territory and Krasnoyarsk Regional Fund of Science, to the research project: number 19-42-240003 “Influence of the local environment on magneto-optical properties of f-f transitions in rare-earth aluminum and iron borates.”

## References

1. C. Ritter, A. Vorotynev, A. Pankrats, G. Petrakovskii, V. Temerov, I. Gudim, R. Szymczak. Magnetic structure in iron borates  $RFe_3(BO_3)_4$  ( $R= Y, Ho$ ): a neutron diffraction and magnetization study // Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 20, pp. 365209, 2008.
2. A.A. Demidov, D.V. Volkov. Magnetic Properties of  $HoFe_3(BO_3)_4$  // Fizika Tverdogo Tela vol. 53 pp. 926–935, 2011.

## **ПОЧЕМУ ПРОБЛЕМА ФОЛДИНГА БЕЛКА ДО СИХ ПОР НЕ РЕШЕНА, И КАК СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ПОМОГАЮТ В ЕЕ РЕШЕНИИ?**

Б. С. Мельник

*Институт белка РАН*

*142290, Российская Федерация, г.Пушино Московской обл., ул. Институтская, д. 4  
E-mail: bmelnik@phys.protres.ru*

Фолдинг белка – это процесс, при котором полимерная цепь белка сворачивается и приобретает свою функциональную трехмерную структуру. Это сложный, многостадийный процесс, который зависит не только от аминокислотного состава белка, но и от условий, в которых проходит сворачивание. На сегодняшний день существует несколько теоретических подходов, которые могут помочь в предсказании пространственной структуры белка по его аминокислотной последовательности, но особенности процесса сворачивания белка можно изучать только экспериментально и в большинстве случаев только спектральными методами. В докладе будут затронуты основные, на сегодняшний день, проблемы в области фолдинга белка и перспективы их решения.

Фолдинг белка – это процесс, при котором полимерная цепь белка сворачивается и приобретает свою функциональную трехмерную структуру. Более 60 лет назад опыты К. Анфинсена доказали, что пространственная структура белка зависит от последовательности аминокислот в полимерной цепи белка, и все белки с одинаковой аминокислотной последовательностью после сворачивания приобретают идентичную пространственную структуру. В дальнейшем также было показано, что для большинства белков функциональной является именно пространственная (3D) структура белка. Эти исследования сформулировали одну из главных задач биофизики – научиться предсказывать пространственную структуру белка по его аминокислотной последовательности. Такую задачу можно назвать упрощенной формулировкой проблемы фолдинга белка. Несколько десятилетий назад действительно казалось, что определение пространственной структуры белка – это основная проблема, и знание 3D структуры большого количества белков решит множество загадок, связанных с функционированием белков.

На сегодняшний день пространственную структуру белков определяют достаточно трудоемкими экспериментальными методами – рентгеноструктурным анализом или спектроскопией ЯМР. Стремительное развитие техники обещает нам более простое определение 3D структуры белка, например, методом криоэлектронной микроскопии или компьютерным моделированием. В докладе будет освещена тема используемых и развивающихся современных методов, позволяющих определить пространственную структуру белка.

К настоящему моменту расшифровано более 160 тысяч белковых структур, но, оказывается, что знание пространственной структуры белков не решает полностью проблему фолдинга белка. Сворачивание белка – сложный, многостадийный процесс, который зависит от множества факторов. Почему одни белки сворачиваются за несколько миллисекунд, а другие – за несколько часов? Почему при сворачивании одних белков возникают стабильные промежуточные состояния, а другие сворачиваются без промежуточных состояний? С чем связана термостабильность некоторых белков? Почему некоторые белки при сворачивании агрегируют или образуют альтернативные структуры – амилоиды? Множество подобных вопросов как раз и являются главной частью проблемы фолдинга белка. Ответы на эти вопросы на данный момент можно искать только экспериментальными методами и в большинстве случаев – спектральными. В докладе будут освещены основные, на сегодняшний день, вопросы, возникающие при исследовании белков, перспективы их решения, а также методы, традиционно используемые в области фолдинга белка и важность поиска новых экспериментальных методов и подходов.

Исследования группы спектроскопии белка ИБ РАН поддержаны РФФИ №19-04-00420.



# СПЕКТРОСКОПИЯ «ЖИВОГО» СВЕТА: ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЭМИТТЕРОВ БИОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И МЕТОДЫ ИХ ИЗУЧЕНИЯ

Е. В. Немцева<sup>1,2\*</sup>, Н. С. Кудряшева<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79  
\*E-mail: enemtseva@sfu-kras.ru*

<sup>2</sup>*Институт биофизики СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50/50*

Проведен обзор физико-химических механизмов биолюминесценции – свечения живых организмов вследствие специальных ферментативных реакций. Рассмотрено многообразие природных флуорофоров – эмиттеров биолюминесценции и способов их биохимического возбуждения. Отдельное внимание будет уделено механизмам регуляции спектрального состава биолюминесценции в различных организмах (безызлучательный перенос энергии на вторичные эмиттеры, перенос протона).

Биолюминесценция представляет собой природное явление, заключающееся в испускании живыми организмами излучения в видимом диапазоне спектра. В настоящее время известно более 800 видов светящихся организмов, использующих излучение для привлечения жертвы или отпугивания хищника, межполовой коммуникации и других целей, зачастую ещё не понятых исследователями. Электронно-возбуждённые флуорофоры (эмиттеры биолюминесценции) образуются в живых организмах в результате биохимических окислительных реакций, катализируемых специальными ферментами люциферазами. Ферменты и эмиттеры разных групп организмов не схожи по структуре, что говорит о том, что функция биолюминесценции была «изобретена» в ходе эволюции несколько раз независимо. Наиболее изученными с точки зрения биохимии и фотохимии являются биолюминесцентные реакции, выделенные из бактерий, кишечнорастворимых и насекомых. [1]

Спектры испускания биолюминесцентных реакций представляют собой широкие полосы, положение максимума которых зависит от ряда факторов. Люциферазы светлячков, не смотря на схожесть структуры и идентичность используемых субстратов, катализируют реакции с испусканием света со спектральным максимумом от 535 до 630 нм. Первоначально считалось, что такая вариация спектрального состава обеспечивается испусканием нескольких ионных форм эмиттера биолюминесценции светлячков – оксилуциферина. Но позже было показано, что активный центр фермента может модулировать спектр испускания эмиттера путём изменения полярности окружения и силы водородной связи с атомом кислорода фенолят-анионной формы оксилуциферина. [2]

Эмиттер биолюминесценции реакций, выделенных из кишечнорастворимых (гидродных полипов, медуз и др.), образуется в результате окислительного декарбоксилирования субстрата целентеразина с образованием диоксида углерода. Максимум спектра биолюминесценции таких реакций может лежать от 460 до 495 нм, что соответствует излучению возбужденного целентерамида в форме фенолят-аниона. Было определено, что важными факторами, определяющими положение максимума, является полярность целентеразин-связывающей полости в белке и формирование дополнительной водородной связи с 6-(п-гидрокси)-фенильной группой целентеразина. [3] Некоторое время оставалось непонятным, почему многие живые организмы этой группы излучают зелёный свет с максимумом при 509 нм, в то время как выделенные биолюминесцентные реакции имеют гипсохромно сдвинутый спектр испускания. Решение этой проблемы закончилось открытием первого флуоресцентного белка – GFP (green fluorescent protein), уникального тем, что его флуорофор образуется из аминокислотных остатков на последней стадии сворачивания белка. Было установлено, что GFP является вторичным эмиттером биолюминесценции, то есть эффективно акцептирует энергию элек-

тронного возбуждения по безызлучательному механизму с целентерамида. [1]

Бактериальные люциферазы, выделенные из различных типов бактерий, катализируют реакции с меньшим диапазоном спектральных максимумов биолюминесценции по сравнению с описанными выше системами – только от 490 до 509 нм. Эмиттером бактериальной биолюминесценции считается 4а-гидропероксифлавин. В природе светящиеся бактерии демонстрируют более широкий диапазон максимумов – от 475 до 540 нм и причиной тому, как выяснилось, тоже являются флуоресцентные белки – акцепторы энергии возбуждения. Интересно, что один из них, люмазиновый белок, благодаря специфическому взаимодействию с бактериальной люциферазой и выгодной ориентации своего флуорофора относительно первичного эмиттера, сдвигает спектр биолюминесценции гипсохромно, то есть в сторону увеличения энергии излучаемых квантов. [1]

Опираясь на особенности химических превращений в ходе биолюминесцентных реакций, было сделано предположение об активности низших возбужденных состояний эмиттеров биолюминесценции. Заселённость более высоких, чем первое синглетное, электронно-возбужденных состояний эмиттеров биолюминесценции в результате химической реакции тестировали с помощью молекулярных акцепторов энергии с разными спектрально-люминесцентными свойствами. Для бактерий и кишечнорастворимых была зарегистрирована сенсibilизированная люминесценция флуорофоров в более коротковолновом диапазоне, чем спектр биолюминесценции, что говорит об активности высших электронно-возбужденных состояний эмиттеров в качестве донора энергии. [4-5] Примечательно, что такой подход не увенчался успехом для биолюминесцентной реакции, катализируемой люциферазой светляков, отличающейся высокой квантовой эффективностью.

Таким образом, спектральные характеристики биолюминесценции определяются как молекулярной структурой эмиттера, так и строением активного центра фермента, создающего для возбужденного флуорофора микроокружение с определённой поляризованностью и возможностью образовывать водородные связи. Широко распространённым в природе явлением является изменение спектрального состава биолюминесценции за счёт безызлучательного переноса энергии на вторичный эмиттер, эффективность которого высока по причине фиксации положения донорно-акцепторной пары путём белок-белковых взаимодействий.

Исследование поддержано РФФИ (проект 18-44-242002).

#### Список литературы

1. Lee J. *Bioluminescence, the Nature of the Light*. University of Georgia, 212 p., 2017.
2. T. Hirano, Y. Hasumi, K. Ohtsuka, et al. Spectroscopic studies of the light-color modulation mechanism of firefly (beetle) bioluminescence// *Journal of the American Chemical Society*, vol. 131(6), pp. 2385-239, 2009.
3. P.V. Natashin, S.V. Markova, J. Lee, et al. Crystal structures of the F88Y obelin mutant before and after bioluminescence provide molecular insight into molecular tuning among hydromedusan photoproteins// *FEBS J*, vol. 281(5), pp. 1432-1445, 2014.
4. N.V. Belogurova, R.R. Alieva, N.S. Kudryasheva. Activity of upper electron-excited states in bioluminescence of coelenterates// *Journal of Molecular Structure*, vol. 924, pp. 148-152, 2009.
5. N.S. Kudryasheva, E.V. Nemtseva, Y.P. Meshalkin, et al. Upper electron-excited states in bioluminescence: experimental indication // *Luminescence*, vol. 16(3), pp. 243-246, 2001.

# КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТРИГОНАЛЬНЫХ И МОНОКЛИННЫХ ПРЕДСТАВИТЕЛЕЙ СЕМЕЙСТВА $ReAl_3(BO_3)_4$

А. С. Орешонков<sup>1,2\*</sup>, Н. П. Шестаков<sup>1</sup>, И. А. Гудим<sup>1</sup>, В. Л. Темеров<sup>1</sup>, М. С. Молокеев<sup>1,2</sup>,  
С. В. Адищев<sup>3</sup>, А. М. Пугачев<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
- обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет

660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 82а

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

<sup>3</sup>Институт автоматики и электрометрии СО РАН

630090, Российская Федерация, Новосибирск, пр. Академика Коптюга, д. 1

В работе изучаются экспериментальные ИК и КР спектры полученные от тригональных и моноклиновых представителей семейства  $ReAl_3(BO_3)_4$ . Интерпретация колебательных спектров выполнена на основе *ab initio* вычислений DFT методом с использованием кода CASTEP. Обсуждаются вопросы стабильности  $ReAl_3(BO_3)_4$  с хантитоподобной структурой.

Согласно пионерской работе [1], бораты с общей формулой  $ReAl_3(BO_3)_4$  ( $Re = Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er$  и  $Y$ ) изоструктурны минералу хантиту (пр. гр.  $R32$ ). Как было показано в работе [2], структурная устойчивость боратов  $ReM_3(BO_3)_4$  взаимосвязана с соотношением ионных радиусов  $r(Re^{3+})/r(M^{3+})$  и хантитоподобная структура в алюмоборатах становится нестабильной для  $Re^{3+}$  ионов с предельным ионным радиусом близким к  $Nd^{3+}$  и более.

Монокристаллы  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $SmAl_3(BO_3)_4$  были выращены из раствора-расплава на основе молибдата висмута. ИК спектры (Рис. 1) получены с помощью инфракрасного Фурье-спектрометра Vertex 70V, образцы представляли собой тонкие таблетки  $KBr + ReAl_3(BO_3)_4$ . Спектры комбинационного рассеяния света исследуемых монокристаллов зарегистрированы на спектрометре TriVista 777 (Рис. 2). Используя код CASTEP [3] выполнен расчет структурных свойств исследуемых соединений в пространственных группах  $R32$  и  $C2/c$  в рамках теории функционала электронной плотности (DFT). Исходные структуры были полностью оптимизированы с использованием приближения локальной плотности, рассчитаны частоты КР и ИК активных колебательных мод. Структура кристаллов исследована методом рентгеноструктурного анализа (Рис. 3).

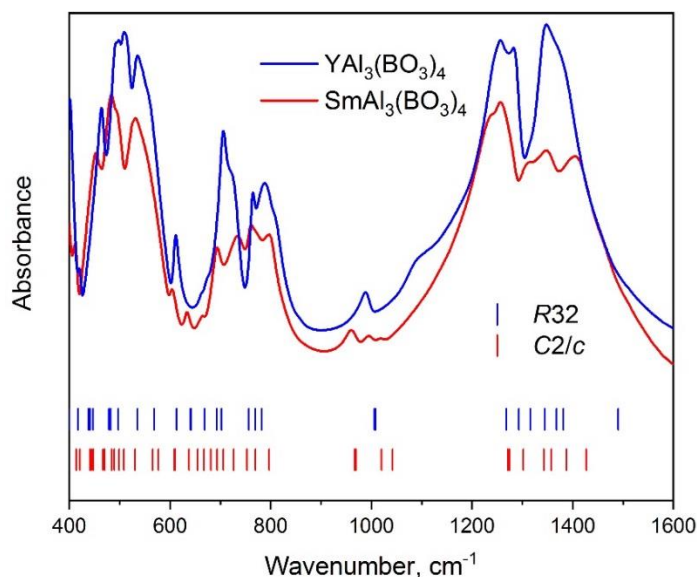


Рис. 1. Сравнение ИК спектров  $YAl_3(BO_3)_4$  и  $SmAl_3(BO_3)_4$  с расчетными.

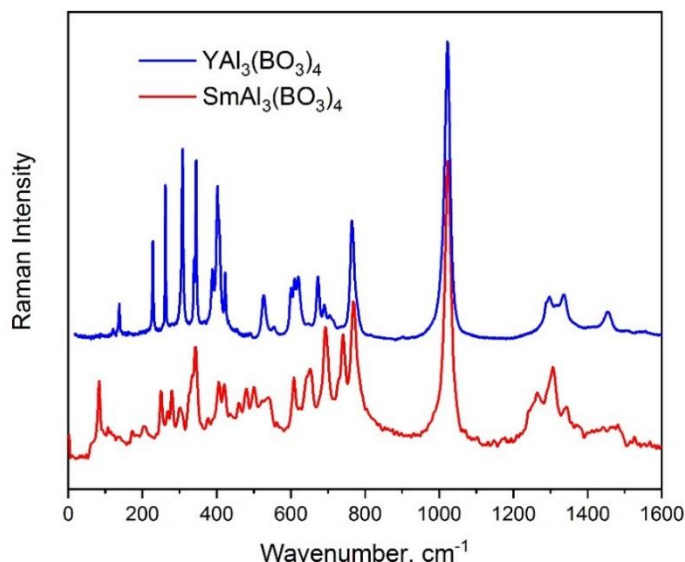


Рис. 2. Сравнение КР спектров  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{SmAl}_3(\text{BO}_3)_4$

На рисунках 1 и 2 приведено сравнение ИК и КР спектров  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$  и  $\text{SmAl}_3(\text{BO}_3)_4$ . Численное моделирование показало, что колебательные спектры иттриевого алюмобората соответствуют расчетным спектрам структуры с тригональной симметрией (хантитоподобная структура). в то время как спектры  $\text{SmAl}_3(\text{BO}_3)_4$  соответствуют спектрам структуры с моноклинной симметрией (пр. гр.  $C2/c$ ). Пространственная группа  $C2/c$  подтверждена методом рентгеноструктурного анализа для самариевого алюмобората. Согласно результатам выполненной работы можно предположить, что предельное соотношение  $r(\text{Re}^{3+})/r(\text{M}^{3+})$  в алюмоборатах начинает выполняться для ионов начиная с  $\text{Sm}^{3+}$ , либо в семействе  $\text{ReAl}_3(\text{BO}_3)_4$  возможен полиморфизм (пр. гр.  $R32$  или  $C2/c$ ).

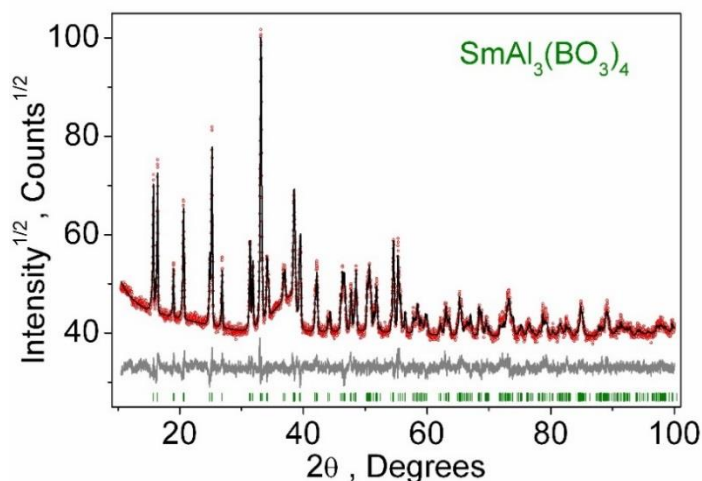


Рис. 3. Рентгенограмма  $\text{SmAl}_3(\text{BO}_3)_4$

Исследование поддержано РФФИ № 18-02-00399.

#### Список литературы

1. A.D. Mills, Crystallographic data for new rare earth borate compounds,  $\text{RX}_3(\text{BO}_3)_4$ . // Inorg. Chem., vol. 1, pp. 960-961. 1962.
2. N.I. Leonyuk and L.I. Leonyuk, Growth and characterization of  $\text{RM}_3(\text{BO}_3)_4$  crystals. // Prog. Cryst. Growth Ch., vol. 34, pp. 179-278, 1995.
3. S.J. Clark, M.D. Segall, C.J. Pickard, P.J. Hasnip, M.J. Probert, K. Refson, M.C. Payne, First principles methods using CASTEP. // Z. fur Krist., vol. 220, pp. 567-570, 2005.

## ВЛИЯНИЕ pH НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ФЛУОРЕСЦЕИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

А. В. Рогова<sup>1</sup>, Ф. Н. Томили<sup>1,2</sup>, М. А. Герасимова<sup>1</sup>, Е. А. Слюсарева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79  
E-mail: arogoval927@gmail.com*

<sup>2</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского  
Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КИЦ СО РАН,  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38*

Флуоресцеин и его галогензамещённые (эозин, эритрозин) гомологи являются хорошо известными флуоресцентными зондами. Благодаря высокой способности поглощать свет и флуоресцировать красители на основе флуоресцеина используются для маркирования и визуализации бесцветных систем (белков, живых клеток, углеродных нанотрубок). Спектры поглощения в различных ионных формах для эозина и эритрозина являются хорошо изученными, однако сложная структура спектров флуоресценции в широком диапазоне pH не до конца понятна, это связано с переносом протона в электронных возбужденных состояниях. Поэтому необходимо дальнейшее исследование их свойств в водных растворах как экспериментальными, так и теоретическими методами. В рамках теории функционала плотности с помощью V3LYP функционала с учётом неравновесной сольватации была получена геометрия ряда ионных форм эозина и эритрозина в основном и возбуждённом состояниях и рассчитаны электронные спектры.

Флуоресцеиновые красители представляют собой гомологичный ряд соединений на основе флуоресцеина с постепенным замещением атомов водорода атомами галогенов (бром, йод). Красители многоступенчато диссоциируют, это приводит к разнообразию их ионных и таутомерных форм в широком интервале pH, вследствие этого их широко применяют для биомаркирования. Из-за того, что в хромофорной группе происходит протонирование/депротонирование, это сказывается на спектрах поглощения и испускания. В отличие от хорошо изученных спектров поглощения, спектры испускания не до конца понятны из-за их сильного перекрытия, а также переноса протона в электронно-возбужденных состояниях. Наименее изученными являются эозин и эритрозин, у которых определенными считаются только характеристики дианионной формы. Одним из способов изучения структуры и спектров молекул, когда экспериментальное исследование затруднено – это квантовохимический расчёт.

Расчёт атомной и электронной структуры молекул проводился в рамках теории функционала плотности с помощью V3LYP функционала в базисах ADZP и *aug-ccPVDZ*. Была проведена оптимизация геометрий в основном состоянии для эозина и эритрозина в различных ионных формах, рассчитаны спектры поглощения с помощью процедуры Time-Dependent (TD) [1] с учётом растворителя (Polarizable Continuum Model)[2] неравновесной сольватации [3], так как добавление учета времени релаксации растворителя даёт результат близкий к эксперименту. Для получения длины волны испускания проводили оптимизацию геометрии всех форм в возбуждённом состоянии с учётом неравновесной модели растворителя (PCM), таким образом получали структуры во флуоресцентном состоянии, далее для данной геометрии с помощью TD-DFT получали длину волны излучения. Все расчёты проводились с помощью программы GAMESS.

Результаты, полученные при рассмотрении линейной регрессии расчётных и экспериментальных данных, продемонстрировали согласие с экспериментальными данными. Также впервые определены максимумы спектров испускания моноанионной, нейтральной хиноидной и катионной форм красителей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 1902-00450) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание FSRZ-2020-0008).

## Список литературы

1. Gross, E. K. U. and Kohn W. Time-dependent density-functional theory // *Ad. Quantum Chem.*, vol. 21, pp 255-291, 1990
2. Tomasi, J., Mennucci, B., and Cammi, R., Quantum mechanical continuum solvation models // *Chem. Rev.*, vol. 105, pp 2999-3094, 2005.
3. Lee, C., Yang, W., and Parr, R. G., Development of the Colle-Salvetti correlation-energy formula into a functional of the electron density// *Phys. Rev.*, vol. 37, pp 785-789, 1988.

# ПРОЯВЛЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКИ СТЕКОЛ В СПЕКТРАХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОДИНОЧНЫХ МОЛЕКУЛ

А. О. Савостьянов<sup>1-3\*</sup>, И. Ю. Еремчев<sup>1,2</sup>, А. А. Горшелев<sup>1</sup>, А.С. Старухин<sup>4</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Институт спектроскопии РАН*

*108840, Российская Федерация, г. Москва, г.Троицк, ул. Физическая, 5*

<sup>2</sup>*Московский педагогический государственный университет*

*119435, Российская Федерация, г. Москва, ул. Малая Пироговская, 29/7*

<sup>3</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

*119991, Российская федерация, г. Москва, Ленинский проспект, 53*

<sup>4</sup>*Институт Физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси*

*220072, Республика Беларусь, г. Минск, Проспект Независимости, 68*

\*E-mail: savostianov.a@isan.troitsk.ru

В работе приводится анализ зависимости температурного уширения бесфононных спектральных линий одиночных примесных молекул для случая их взаимодействия с низкочастотными квазилокализованными колебательными модами в стеклах. Данный анализ основан на применении динамической теории электрон-фононного взаимодействия с учетом параметров колебательных мод, полученных напрямую из фононных крыльев, наблюдаемых в спектрах возбуждения флуоресценции одиночных молекул тетрапиррольного ряда.

Криогенная спектроскопия одиночных молекул (СМОМ) является перспективным инструментом для исследования твердых тел. Метод основан на внедрении в оптически прозрачные тела примесных молекул в очень малой концентрации (ОМ-одиночные молекулы), позволяющей детектировать спектральные бесфононные линии (БФЛ) от одиночных излучателей, определять их пространственное положение с субдифракционной точностью [1]. Получаемые из эксперимента параметры БФЛ – их полуширины и относительные спектральные сдвиги – определяются главным образом взаимодействием примесных молекул с существующими в твердых средах элементарных возбуждениями. Таким образом, каждая внедренная молекула фактически представляет из себя флуоресцентный нанозонд, несущий информацию о своем локальном окружении.

Отдельный интерес представляет использование СМОМ для исследования колебательной динамики пространственно неупорядоченных твердых сред (стекол). Плотность колебательных состояний (ПКС) в стеклах имеет универсальный характер, выражающийся в наличии в ПКС выраженного низкочастотного максимума – "бозонного пика" [2]. Существование бозонного пика во всех видах стекол, вне зависимости от их химического состава и особенностей пространственного строения, по-видимому означает, что он определяется некоторыми универсальными особенностями строения неупорядоченных сред на нанометровом масштабе. Несмотря на то, что характер ПКС в стеклах исследовался с помощью разнообразных спектральных методик (неупругое нейтронное рассеяние, спектроскопия комбинационного рассеяния, фотонное эхо), полученные результаты характеризуются пространственным усреднением, что затрудняет установление связи между параметрами колебательных возбуждений и структурными особенностями вещества. В то же время, СМОМ принципиально лишена этого недостатка, позволяя надеяться на возможность исследования колебательной динамики стекол с позиции детектирования результатов взаимодействия отдельных примесных молекул с отдельными колебательными модами.

Применение СМОМ в качестве инструмента для исследования колебательной динамики примесных сред основано на вкладе электрон-фононного (ЭФ) взаимодействия в уширение БФЛ и детектировании в спектрах флуоресценции и возбуждения флуоресценции фононного крыла (ФК), отвечающего за фотопереходы с изменением числа фононов матрицы. Наиболее исчерпывающая на сегодняшний день теория рассматривает ЭФ-взаимодействие в примесных средах в рамках адиабатического приближения без привлечения теории возмущений [3]. Такой подходит к получению достаточно слож-

ной зависимости температурного уширения БФЛ:

$$\gamma(T) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \ln[1 + 4n(\omega)(n(\omega) + 1)W^2\Gamma_1(\omega)\Gamma_0(\omega)] d\omega, \quad (1)$$

где  $n(\omega)$  – Бозе-фактор,  $\Gamma_{0,1}(\omega)$  – взвешенные фононные амплитуды, связанные с ПКС  $g_{0,1}(\omega)$  простым выражением  $\Gamma_{0,1}(\omega) = \pi \frac{g_{0,1}(\omega)}{\omega}$ .

Как видно из (1), характер зависимости  $\gamma(T)$  в значительной мере определяется формой  $g(\omega)$ , которая может быть получена из анализа наблюдаемых в эксперименте ФК. Такой подход наиболее эффективен, если «локальная» ПКС, определяющая уширение БФЛ конкретной молекулы соответствует квазилокализованному колебанию. Как было показано в работах, в случае слабого ЭФ-взаимодействия в стеклах такие колебания действительно определяют характер температурного уширения БФЛ. Более того, суммирование таких «локальных» ПКС хорошо соответствует ПКС, измеренной в независимых экспериментах по неупругому нейтронному рассеянию и фотонному эху.

На сегодняшний день формула (1) крайне редко использовалась для обработки экспериментальных данных, как правило, предпочтение отдавалось так называемому «приближению слабой связи», демонстрирующему экспоненциальное уширение БФЛ с ростом  $T$ . Такое приближение является справедливым только в случае малости константы ЭФ-взаимодействия и достаточно низких (<10–30 К) температур. Таким образом, привлечение выражения (1) для обработки экспериментальных данных выглядит полностью оправданным.

В настоящей работе рассматривается применение выражения (1) для анализа температурного уширения БФЛ с использованием параметров низкочастотных квазилокализованных колебаний, полученных из спектров возбуждения флуоресценции ОМ тетрапиррольного ряда – комплекса порфирина с Mg (Mg-TAP), внедренного в тонкую пленку аморфного полиизобутилена (ПИБ). Обнаружение фононных крыльев в спектрах возбуждения флуоресценции ОМ является непростой задачей – это может быть связано как с недостаточной силой линейного ЭФ-взаимодействия для распространенных систем примесь/матрица, так и с недостаточным соотношением сигнал/шум. С этой точки зрения система Mg-TAP/ПИБ видится перспективным кандидатом для изучения свойств колебательных мод в стеклах и характера их взаимодействия с примесным центром.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках научной темы «Физика наноструктурированных материалов: фундаментальные исследования и приложения в материаловедении, нанотехнологиях и фотонике» и РФФИ (проект № 20-03-00923).

#### Список литературы

1. А. В. Наумов. Спектроскопия органических молекул в твёрдых матрицах при низких температурах: от эффекта Шпольского к лазерной люминесцентной спектроскопии всех эффективно излучающих одиночных молекул // УФН, Т. 183, №. 6, сс. 633-652, 2013.
2. Суровцев Н.В. Релаксационная и колебательная динамика стекол в низкочастотных спектрах комбинационного рассеяния света // Дисс. уч. ст. докт. физ.-мат. наук, Новосибирск, 2004.
3. И.С. Осадько Квантовая динамика молекул, взаимодействующих с фотонами, фононами и туннельными системами. М.: ФИЗМАТЛИТ, 368 с., 2017.



## НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ОРГАНОВ И ТКАНЕЙ В МЕДИЦИНСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ

В.В. Салмин<sup>1\*</sup>, С.Ю. Никулина<sup>1</sup>, В.И. Лазаренко<sup>1</sup>, В.В. Гарькавенко<sup>2</sup>, Т. Е. Таранушенко<sup>1</sup>,  
Е.Ю. Емельянчик<sup>1</sup>, С.Г. Вахрушев<sup>1</sup>, Д.В. Черданцев<sup>1</sup>, А.А. Фурсов<sup>3</sup>,  
Н.Н.Медведева<sup>1</sup>, А.Б. Салмина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО КрасГМУ им. проф. В.Ф.Войно-Ясенецкого Минздрава России  
660022, Российская Федерация, Красноярск, ул. Партизана Железняка, 1  
\*E-mail: vsalmin@gmail.com

<sup>2</sup>Красноярская краевая офтальмологическая клиническая больница им. проф. П.Г.Макарова  
660022, Российская Федерация, Красноярск, ул. Никитина, 1В

<sup>3</sup>Федеральный центр сердечно-сосудистой хирургии  
660020, Российская Федерация, Красноярск, Караульная ул., 45,

В статье рассматриваются современные вопросы медицинской фотоники, оперирующей возможностями методов флуоресцентной спектроскопии, для оценки состояния тканей при хронических заболеваниях, ассоциированных с нарушениями клеточного метаболизма, накоплением флуоресцирующих продуктов обмена веществ, изменениями концентрации эндогенных флуорофоров. Авторы демонстрируют диагностический потенциал этих методов в хирургии, терапии, офтальмологии, эндокринологии.

Прижизненная оптическая визуализация и спектроскопия органов и тканей с применением как экзогенных флуорофоров, так и основанная на анализе собственной флуоресценции (аутофлуоресценции), приобретает в современной медицинской диагностике все большее значение [1,2]. Флуоресцентные методы визуализации границы опухоли, оптическая ангиография и другие методы прочно вошли в арсенал средств диагностики современной медицины. Однако возможности флуоресцентной спектроскопии в прижизненной медицинской диагностике (оптической биопсии) намного шире. Это в полной мере относится и к УФ-индуцированной аутофлуоресцентной спектроскопии. Нами была продемонстрирована высокая информативность этого метода в диагностике течения воспалительного процесса и микроциркуляторных нарушений при развитии перитонита [3], панкреонекроза [4], алопеции [5] и аллергического ринита [6]. Мы показали возможности применения такого подхода для оценки ишемических изменений в миокарде при хирургических операциях и трансплантации [7], при оперативном вмешательстве на головном мозге [8]. Все перечисленные методы основаны на изменениях состояния дыхательной цепи митохондрий при развитии патологического процесса, а именно соотношения уровней основных тканевых флуорофоров (НАД(Н)/ФАД), а также основных тканевых хромофоров (гемоглобин/оксигемоглобин, миоглобин/оксимиоглобин). Кроме того, перспективны к применению методы, основанные на анализе накопления в тканях продуктов нарушенного обмена, способных также флуоресцировать при УФ-возбуждении. Так, информативным методом анализа состояния хрусталика при развитии катаракты является анализ спектра флуоресценции [9], который меняется за счет накопления флуоресцирующих продуктов углеводного обмена (конечных продуктов гликирования белков – AGE) и продуктов распада белков.

УФ-индуцированная флуоресцентная спектроскопия кожи, хрусталика, склеры на предмет контроля накопления конечных продуктов гликирования белков, способных флуоресцировать (например пентозидина), рассматривается как перспективный метод анализа не только связанных с развитием сахарного диабета изменений, но и возрастных изменений и прогрессирования тяжелых хронических заболеваний (например, хронической почечной недостаточности). Сложность флуоресцентного анализа указанных метаболитов связана с влиянием ряда дополнительных факторов. Требуется учет таких флуорофоров, как коллаген, эластин, а также влияния поглощения меланина. Кроме того, методика проведения измерения должна учитывать такие факторы, как нарушение микроциркуляции при давлении зонда и растяжении кожи, состояние периферического кровотока, выгорание флуорофора при применении высокой интенсивно-

сти возбуждающего излучения. Набор указанных факторов без должного учета каждого из них снижает точность определения конечных продуктов гликирования, необходимость биопсии для верификации делает такой подход еще менее точным. Так, имеющиеся методы контроля конечных продуктов гликирования дают коэффициенты корреляции не более 0,4-0,6.

Появившиеся в последние годы иммуноферментные методы анализа растворимых рецепторов конечных продуктов гликирования белков – sRAGE, циркулирующих в общем кровотоке, снимают необходимость верификационной биопсии для постановки методики анализа. Нами разработан метод УФ-индуцированной спектроскопии кожи, позволяющий неинвазивно определять концентрацию sRAGE, обоснованы перспективы его применения в кардиологии и эндокринологии. Показано, что концентрация sRAGE в плазме крови коррелирует с выраженностью клинических проявлений ишемического поражения миокарда в периоде новорожденности, а при оценке аутофлуоресценции кожи и концентрации sRAGE при сахаром диабете у пациентов детского и подросткового возраста получен коэффициент корреляции многомерной регрессии  $R=0.9$ . Эти результаты свидетельствуют о перспективности использования флуоресцентной спектроскопии в медицинской диагностике и оценке течения заболевания.

#### Список литературы

1. Лычковская Е.В., Вайс Е.Ф., Салмина А.Б., Салмин В.В. Оптическая биопсия с использованием экзогенных флуорофоров // Сибирское медицинское обозрение. – №2, С.5-14, 2015.
2. Денисова А.Б., Черданцев Д.В., Салмина А.Б., Жегалов П.С., Салмин В.В. Современные возможности эндоскопии в диагностике патологических образований слизистой оболочки желудка // Эндоскопическая хирургия, №3, С.19-23, 2015
3. Салмин В.В., Ребенкова А.А., Попов А.Ю., Салмина А.Б., Степаненко А.В., Соколов А.Г., Проворов А.С. Спектрофлуориметрический метод диагностики перитонита // Вестник Красноярского государственного университета. Физико-математические науки, №9, С.43-47, 2006
4. Арутюнян А.В., Черданцев Д.В., Салмин В.В., Скомороха Д.П., Салмина А.Б. Интраоперационная лазер-индуцированная флуоресцентная спектроскопия при экспериментальном панкреатите // Сибирское медицинское обозрение, №5, С.20-24, 2012
5. Skomorokha D.P., Pigareva Yu.N., Salmin V.V. UV laser-induced fluorescence spectroscopy and laser Doppler flowmetry in the diagnostics of alopecia // Proc. SPIE, №9917, P.991705-991711, 2016.
6. Хорольская М.А., Салмин В.В., Вахрушев С.Г., Владимиров Е.В., Скомороха Д.П., 7. Салмина А.Б., Ермайкина Е.А., Чупракова Ю.С. Обоснование применения методов контактной микроэндоскопии и лазерной флуоресцентной спектроскопии в диагностике аллергического ринита // Российская оториноларингология, Т.71. – №4. – С.103-106, 2014.
7. A. Yu. Popov, V. V. Salmin, A. A. Fursov, A. V. Stepanenko, A. G. Sokolovich, A. B. Salmina, A. A. Rebenkova, R. A. Makarov, A. S. Provorov, "Automated laser spectrofluorimeter for monitoring of myocardial metabolism," Proc. SPIE №6284, P62840J, 2006
8. Салмина А.Б., Салмин В.В., Фролова О.В., Лалетин Д.И., Фурсов М.А., Скомороха Д.П., Фурсов А.А., Кондрашов М.А., Медведева Н.Н., Малиновская Н.А., Манторова Н.С. Лазер-индуцированная аутофлуоресценция для оценки метаболизма и гемодинамики головного мозга // Анналы клинической и экспериментальной неврологии, Т.5., №3, С.32-39. 2011.
9. Vladimirova E.S., Salmin V.V., Salmina A.B., Oskirko S.A., Lazarenko V.I., Provorov A.S. Fluorescence diagnosis of the status of the human lens in vivo // Journal of Applied Spectroscopy, V.79, №1, P.126-130, 2012.

# ВЛИЯНИЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ПЕРЕНОСА ПРОТОНА НА рН-СЕНСОРНЫЕ СВОЙСТВА ФЛУОРЕСЦЕИНА

Е. А. Слюсарева\*, Д. П. Суржикова, В. И. Третьякова, М. А. Герасимова

Сибирский федеральный университет  
660041, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79  
\*E-mail: ESlyusareva@sfu-kras.ru

Калибровочные кривые, используемые в оптической рН-индикации с помощью флуоресцеина обычно не учитывают ионную силу раствора. Концентрация протонсодержащих добавок регулирует эффективность протекания фотоиндуцированного переноса протона, который существенно перераспределяет населенности возбужденных состояний индикатора. Были измерены спектры испускания флуоресцеина в области рН 4÷7 при вариации ионной силы буферных растворов. Для построения ратиометрических кривых использовались длины волн преимущественного возбуждения дианионной, катионной и нейтральной формы и сигналы флуоресценции на двух длинах волн (515 нм, 550 нм). Сделан вывод о влиянии фотоиндуцированного переноса протона на точность определения рН с помощью ратиометрического метода.

Активность ионов водорода является важным показателем в биомедицинских исследованиях и других приложениях. Оптические рН-сенсоры имеют преимущества перед традиционным потенциометрическим детектированием, а именно более высокую чувствительность, простую процедуру калибровки, возможность проведения *in-situ*, в том числе внутриклеточных, измерений.

При вариации рН водных растворов флуоресцеина изменяется соотношение концентраций его ионных форм, среди которых дианионная (D), моноанионная (M), несколько таутомеров нейтральной формы (Z, Q, L) и катионная (C). Из-за того, что протонирование/депротонирование затрагивает хромофорную группу, подобные изменения могут существенно влиять на измеряемые спектральные характеристики. Для индикации рН широко применяется ратиометрический флуоресцентный метод, где в качестве аналитического сигнала выступает соотношение интенсивностей испускания при возбуждении излучением с разными длинами волн. Для флуоресцеина дифференциальная чувствительность интенсивности флуоресценции хорошо выполняется при длинах волн возбуждения 435 и 488 нм.

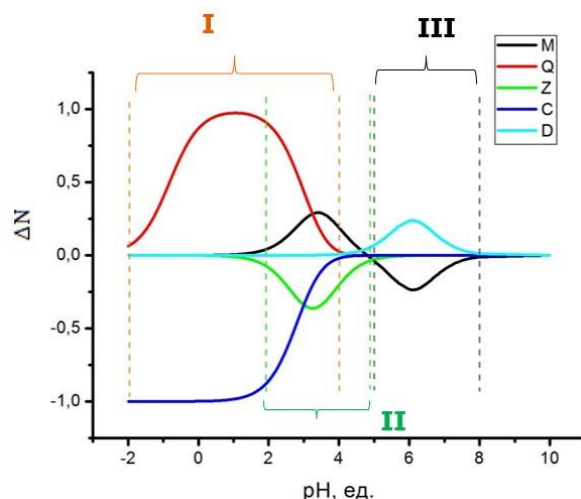


Рис. 1. рН зависимость разницы населенностей в возбужденном и основном состояниях. Цифрами обозначены диапазоны рН переноса протона между разными ионными состояниями

Значение рН раствора однозначно определяет ратиометрический сигнал лишь в том случае, если этот сигнал зависит только от кислотно-основных свойств индикатора. Перенос протона в возбужденном состоянии может влиять на спектральные свойства индикатора, поскольку его эффективность определяется также концентрацией

внешних протонсодержащих добавок. На рисунке 1 приведены результаты моделирования избытка населенностей ионных форм в возбужденном состоянии по сравнению с их населенностью в основном состоянии. Эти формы образовались в результате фотоиндуцированного переноса протона. Из рисунка видно, что в области pH 4÷7, представляющей наибольший интерес в биомедицинских исследованиях, происходит перенос протона с переходом Z-формы в M-форму, а также M-формы в D-форму.

В работе были измерены спектры испускания флуоресцеина в области pH 4÷7 на длинах волн преимущественного возбуждения дианионной, катионной и нейтральной формы в буферных растворах. Концентрация протонсодержащих добавок варьировалась ионной силой ацетатного и фосфатного буферов в диапазоне 0,01÷0,5 М. Для построения ратиометрических кривых использовались длины волн возбуждения 435 нм, 455 и 488 нм, а так же сигналы испускания на двух длинах волн (515 нм, 550 нм). Сделан вывод о влиянии фотоиндуцированного переноса протона на точность определения pH с помощью ратиометрического метода.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ №19-02-00450.

# АДСОРБЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛОЖИТЕЛЬНО И ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТНЫХ КОМПЛЕКСОВ НА ОСНОВЕ ХИТОЗАНА И СУЛЬФАТА АРАБИНОГАЛАКТАНА

Н. В. Слюсаренко<sup>1\*</sup>, М. А. Герасимова<sup>1</sup>, М. В. Атаманова<sup>1</sup>, Л. В. Михайлова<sup>1</sup>,  
Е. А. Слюсарева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79  
\*E-mail: sci\_box@mail.ru

В работе были синтезированы полиэлектролитные комплексы (ПЭК) на основе хитозана и сульфата арабиногалактана, имеющие положительный и отрицательный заряд поверхности. Методами динамического и электрофоретического рассеяния света, а также абсорбционной спектроскопии были исследованы морфологические и адсорбционные свойства ПЭК по отношению к катионному и анионному красителям. Механизмы адсорбции были обсуждены в терминах электростатического и гидрофобного взаимодействия. Было показано, что при изменении знака заряда поверхности ПЭК возможно создание эффективного адсорбента по отношению к катионному или анионному красителям.

Хитозан представляет собой природный поликатионный биополимер, полученный деацетилированием из раковин ракообразных, который обладает уникальными адсорбционными свойствами. Одним из применений хитозана может быть очистка сточных вод от загрязняющих веществ. Образование полиэлектролитных комплексов (ПЭК) на основе катионного хитозана и анионного полимера путем электростатической самосборки позволяет увеличить эффективную площадь поверхности, на которой адсорбируются загрязняющие вещества. В нашей работе в качестве такого анионного полимера использован природный полисахарид арабиногалактан, полученный из древесины лиственницы сибирской (*Lárix sibirica*), который дополнительно был сульфатирован для обеспечения возможности формирования ПЭК [1].

Расчет оптимальных параметров среды для успешной самосборки полиэлектролитных комплексов, которые имели как положительный, так и отрицательный заряд поверхности, проводился по методике из работы [1]. Размер и  $\zeta$ -потенциал поверхности ПЭК были получены с помощью методов динамического и электрофоретического рассеяния света и составили 0,4 мкм (+39,4 мВ) и 0,5 мкм (–35,1 мВ) для положительно и отрицательно заряженных ПЭК.

Изотермы адсорбции (рис. 1) были получены для анализа эффективности связывания катионного (родамин 6G) и анионного (эозин Y) красителей на поверхности ПЭК при  $T = 25 \pm 2^\circ\text{C}$ . Для построения изотерм использовалось следующее уравнение:

$$q_e = \frac{(C_0 - C_e)V}{m},$$

где  $q_e$  (мг г<sup>-1</sup>) – адсорбционная емкость;  $C_0$  и  $C_e$  – начальная и неадсорбированная концентрации красителей соответственно;  $V$  – объем раствора (л);  $m$  – масса частиц ПЭК (г).

Разделение адсорбированного и неадсорбированного красителя проводили методом седиментации, а затем с помощью метода абсорбционной спектроскопии определяли концентрацию красителя.

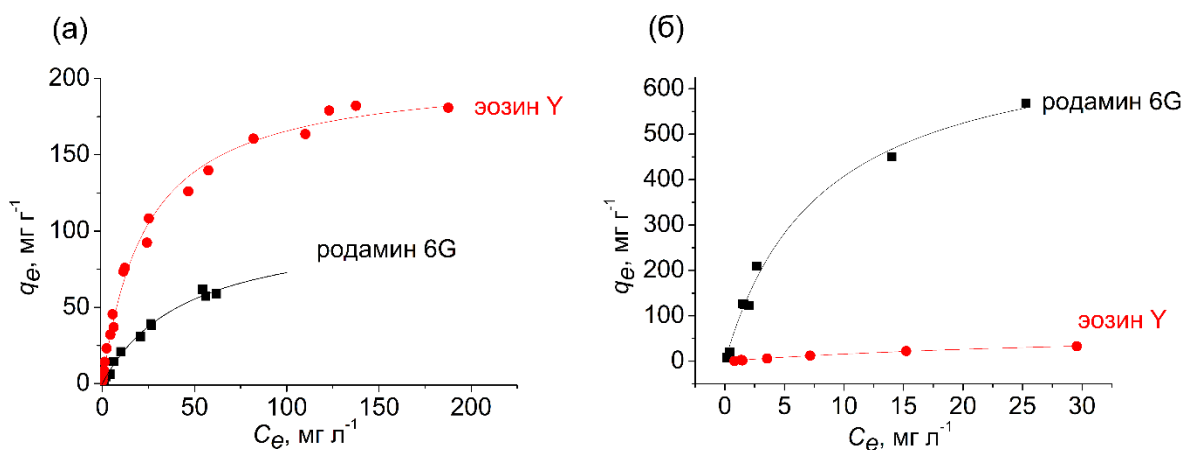


Рис. 1. Изотермы адсорбции красителей на поверхности (а) положительно и (б) отрицательно заряженных ПЭК

Максимальная адсорбционная емкость наблюдалась для катионного красителя, адсорбированного на поверхности отрицательно заряженного ПЭК. Эффективность адсорбции была примерно в 7 раз выше по сравнению с адсорбцией этого же красителя на поверхности положительно заряженного ПЭК. Эффективность адсорбции для анионного красителя была примерно в три раза выше на поверхности положительно заряженного ПЭК по сравнению с адсорбцией этого же красителя на отрицательно заряженной поверхности. Таким образом, основным механизмом адсорбции предположительно является электростатический механизм. В качестве механизмов адсорбции также могут выступать гидрофобное взаимодействие и образование водородных связей.

В работе была исследована адсорбционная эффективность ПЭК по отношению к катионному и анионным красителям. Результаты могут быть использованы для создания биосорбентов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-43-242003).

#### Список литературы

1. N.V. Slyusarenko, N.Yu. Vasilyeva, A.S. Kazachenko, et.al. Synthesis and properties of interpolymer complexes based on chitosan and sulfated arabinogalactan // Polymer Science, Series B, vol. 62 (3), pp. 272–278, 2020.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИСЛОТНО-ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННЫХ ФОРМ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ

Д. П. Суржикова\*, В. И. Третьякова, М. А. Герасимова, Е. А. Слюсарева

*Сибирский федеральный университет*  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79  
\*E-mail: darya19578@yandex.ru

Работа направлена на выявление флуоресцентных характеристик катионной, нейтральной и моноанионной форм флуоресцеина, который широко применяется в биомаркировании и сенсорике в условиях нейтральных и кислых сред. Спектры флуоресценции большинства ионных форм флуоресцеина не могут быть получены из-за их сильного перекрытия и фотоиндуцированного переноса протона. Мы использовали метод Аленцева-Фока для разделения сложных спектров на составляющие, выявили частоты чисто электронных переходов катионной и хиноидной нейтральных форм, рассчитали микроконстанты диссоциации катион-нейтрального равновесия с помощью цикла Ферстера и сравнили экспериментальные результаты с результатом моделирования ионных равновесий в области pH 0÷7. Совместный анализ полученных результатов и хроноскопических данных по испусканию флуоресцеина в широком интервале pH позволил более точно оценить квантовые выходы флуоресценции катионной, нейтральной и анионной форм по сравнению с ранее опубликованными данными и выявить эффекты, вызванные переносом протона в возбужденном состоянии.

Научный и практический интерес к органическим красителям с годами только растет из-за новых возможных применений их спектральных и фотофизических свойств. Одним из самых известных представителей органических красителей является флуоресцеин. Он представлен разнообразием ионных форм: дианион (D), моноанион (M), нейтральная молекула (хиноид (Q), цвиттер-ион (Z), лактон (L)), катион (C), которые имеют различные спектральные характеристики, как в основном, так и в возбужденном состоянии. Спектры поглощения ионных форм хорошо известны, несмотря на их сильное перекрытие [1], тогда как анализ спектров испускания сопряжен с определенными трудностями, обусловленными различным квантовым выходом и переносом протона в возбужденном состоянии. Однако именно знание спектральных свойств возбужденных состояний открывает возможности для создания флуоресцентных сенсоров на изменение внешних условий, например, на наличие протонсодержащих добавок. Целью работы было выявить спектральные характеристики флуоресценции отдельных ионных форм флуоресцеина, присутствующих при pH 0÷7 в виде смеси.

Мы использовали стационарные, хроноскопические флуоресцентные методы, а также моделирование населенностей ионных форм в возбужденном состоянии с использованием уравнения Хендерсона-Хассельбаха. Анализ составных спектров производился методом Аленцева-Фока, который позволяет осуществить разделение при наличии двух спектральных компонент произвольной формы с частичным перекрытием.

Было показано, что только в диапазоне pH 0÷3 выполняются условия применимости метода Аленцева-Фока, благодаря чему были впервые выделены две спектральные компоненты с максимумами 480 нм и 515 нм, отнесенные нами к C и Q-формам, соответственно. Благодаря выявлению явного вида спектральных контуров были рассчитаны частоты 0-0 переходов ионных форм путём анализа спектров испускания и поглощения в «зеркальных координатах». Данные значения были использованы для нахождения констант равновесия в возбужденном состоянии:

$$pK_{\alpha}^* = pK_{\alpha} - h \frac{\tilde{\nu}_{MH} - \tilde{\nu}_{M^-}}{2,3kT} \quad (1)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $K$ ,  $pK_{\alpha}$  – константа диссоциации в основном состоянии,  $\tilde{\nu}_{MH} - \tilde{\nu}_{M^-}$  – разница частот 0-0 переходов двух соседних ионных состояний. Полученные константы бы использованы при моделировании динамики населённости ионных форм флуоресцеина.

На основе подобия структуры хромофорных групп Q и M форм было сделано

предположение о подобии их спектральных характеристик. Результаты моделирования, значения средних времен жизни флуоресцентного состояния ( $\tau$ ) в широком интервале рН, а также вклады контуров С и Q-форм, полученные экспериментально в диапазоне рН 0÷3 приведены на рис.1.

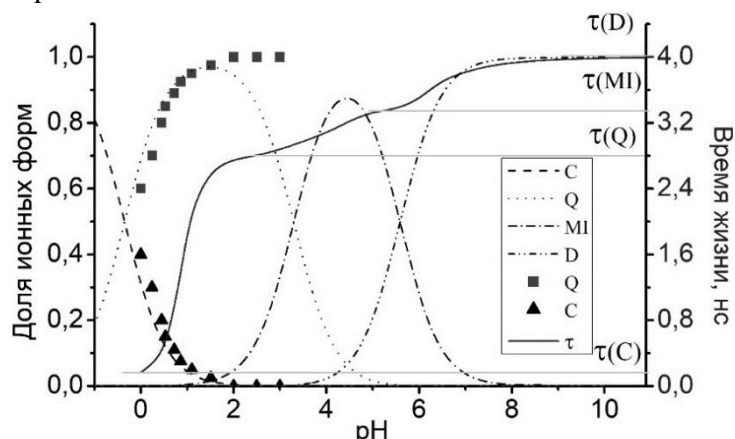


Рис. 1 Зависимость доли ионных форм флуоресцеина в возбужденном состоянии и времени жизни (сплошная линия) от рН. Прерывистые линии – моделирование, символы – эксперимент.

Анализ полученных данных позволил оценить времена жизни отдельных флуоресцирующих состояний и по формуле (2) определить квантовые выходы флуоресценции  $\phi$  ионных форм.

$$\phi = \tau \frac{8\pi c n_F^3}{n_A} \frac{\int_{S_0-S_1} \frac{\sigma_a(\lambda)}{\lambda} d\lambda \cdot \int_{em} S(\lambda) d\lambda}{\int_{em} S(\lambda) \lambda^3 d\lambda} \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света,  $n_F$  – показатель преломления на длине волны испускания,  $n_A$  – показатель преломления на длине волны поглощения,  $\sigma_a(\lambda)$  – спектр сечения поглощения,  $S(\lambda)$  – спектр флуоресценции.

Квантовые выходы составили 0,65 (MI), 0,55(Q), 0,04(C). В литературе [2,3] приводится широкий диапазон значений квантовых выходов: 0,26÷0,37 для моноанионной, 0÷1 для катионной и 0÷0,29 для нейтральной. Подобные разночтения являются следствием несовершенства методик измерения квантовых выходов в системах с фотоиндуцированным переносом протона. Полученные в настоящей работе результаты основываются на характеристиках индивидуальных ионных форм и могут расцениваться как наиболее достоверные.

Исследование поддержано грантом РФФИ №19-02-00450.

#### Список литературы

1. N. Klonis, W.H Sawyer Properties of the Prototropic Forms of Fluorescein in Aqueous Solution // Journal of Fluorescence, vol. 6, pp. 147–157, 1996.
2. H. Leonhardt, L. Gordon, R. Livingston Acid-base equilibriums of fluorescein and 2',7'-dichlorofluorescein in their ground and fluorescent states // J. Phys. Chem., vol. 75, pp. 245–249, 1971.
3. R. Sjöback, J. Nygren, M. Kubista Absorption and fluorescence properties of fluorescein // Spectrochim. Acta A., vol. 51, pp. L7–L21, 1995.



# НЕОБЫЧНЫЙ СДВИГ В ВИДИМОМ СПЕКТРЕ ПОГЛОЩЕНИЯ АКТИВНОГО ФОТОПРОТЕИНА БЕРОВИНА, ИЗУЧЕННЫЙ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

Ф. Н. Томили<sup>1,2,3\*</sup>, А. В. Рогова<sup>1</sup>, Е. С. Высоцкий<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет 660074, Россия, Красноярск, пр. Свободный, 79

\*E-mail: felixnt@gmail.com

<sup>2</sup>Институт физики им. Киренского, Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр СО РАН", 660036, Россия, Красноярск, Академгородок 50/38

<sup>3</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Россия, Томск

<sup>4</sup>Институт биофизики Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр СО РАН", 660036, Россия, Красноярск, Академгородок 50/50

В активных  $\text{Ca}^{2+}$ -регулируемых фотопротеинах гидромедуз и гребневика апопротеин нековалентно связывает 2-гидропероксицелентеразин (2HP-CTZ) внутри белковой полости. В то время как максимум поглощения фотопротеинов гидромедуз составляет 460–470 нм, фотопротеины гребневика поглощают при 437 нм. Найти физическую причину этого синего сдвига является целью этой работы. Для этого вся структура белково-субстратного комплекса была оптимизирована с использованием квантовохимических расчётов. Электронные возбуждения, относящиеся к спектрам 2-гидроперокси аддукта целентеразина, моделировались с помощью теории функционала плотности. Обнаружено, что двугранный угол  $60^\circ$  6-(p-hydroxy)-phenyl группы молекулы 2HP-CTZ является ключевым фактором, определяющим основной пик в спектрах поглощения фотопротеинов гребневика.

Биолюминесценция широко распространена среди морских обитателей. Многие из этих организмов генерируют свет, используя целентеразин (CTZ) в качестве субстрата реакций, катализируемых различными биолюминесцентными белками. Среди них  $\text{Ca}^{2+}$ -регулируемые фотопротеины представляют собой уникальный класс целентеразина, использующего белки. Фотопротеин является стабильным фермент-субстратным комплексом, состоящим из одноцепочечного глобулярного белка с внутренней полостью и нековалентно связанного 2-гидропероксицелентеразина (рис. 1а). В отличие от классических целентеразин-зависимых люцифераз, в которых ферменты катализируют окислительную реакцию декарбоксилирования целентеразина, биолюминесценция фотопротеинов не зависит от молекулярного кислорода. Среди биолюминесцентных белков этого типа хорошо изучены только фотопротеины, ответственные за испускание света различными морскими гидромедузами. Спектры поглощения фотопротеинов гребневика отличаются от фотопротеинов гидромедуз: в то время как последние поглощают с максимумом при 460–470 нм, максимум поглощения фотопротеинов гребневика составляет 437 нм, который очень близок к целентеразину в метаноле ( $\lambda_{\text{max}} = 435$  нм). Учитывая, что поглощение фотопротеина в видимой области определяется связанным перокси-аддуктом целентеразина, это различие может быть вызвано либо различием в структуре связанного субстрата или его аминокислотной среды во внутренней полости, либо обеими причинами. В данном исследовании влияние геометрии, растворителей и заместителей на спектральные свойства поглощения целентеразина и его 2-гидроперокси аддукта, а также влияние аминокислотной среды на спектр поглощения 2-гидропероксицелентеразина, внедрённого во внутреннюю полость беровина, исследуются с помощью теории функционала плотности.

Для того, чтобы установить причины отличия спектров поглощения фотопротеинов гидромедуз и ктенофор, с помощью методов квантовой химии было исследовано влияние геометрии, растворителей и заместителей на спектр поглощения целентеразина и его производного 2HP-CTZ, а также влияние аминокислотного окружения на спектр поглощения 2-гидропероксицелентеразина, помещённого во внутреннюю полость беровина. Молекулярная структура 2HP-CTZ была оптимизирована с использованием функционала V3LYP в базисе cc-pVDZ. Спектры поглощения были рассчитаны с помощью процедуры Time-Dependent (TD). Все расчёты выполнялись в GAMESS [1].

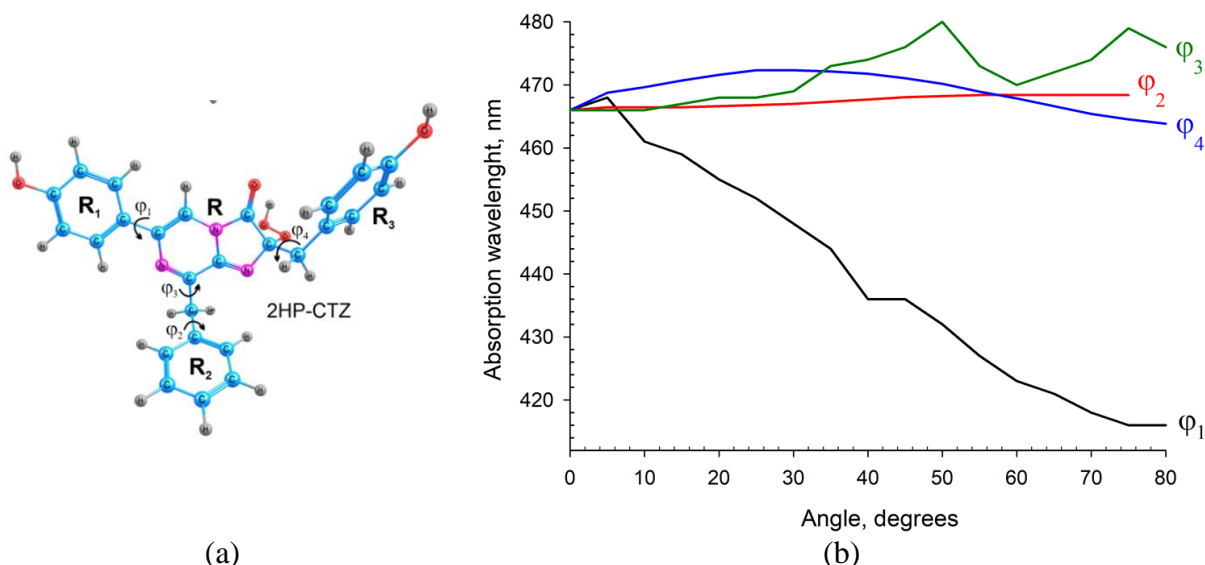


Рис. 1. Влияние вращения различных групп на спектр поглощения 2-гидропероксицелентеразина (2HP-CTZ). (a) – Возможные вращения функциональных групп  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  относительно  $R$ ; модель для поиска гипсохромного сдвига. (b) – Зависимость расчётной длины волны поглощения  $\lambda(\phi_i)$  от углов вращения  $\phi_i$  в 2HP-CTZ на уровне TD/B3LYP/cc-pVDZ, Ось абсцисс показывает величину угла вращения относительно основного состояния для каждого заместителя. Ноль соответствует основному состоянию

Было изучено влияние вращения заместителей на сдвиг длины волны поглощения в молекуле 2HP-CTZ (рис. 1а, вращение групп  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ ). Вращение группы  $R_1$  от  $\phi_1=7^\circ$  до  $80^\circ$  приводит к синему смещению в спектре поглощения от 474 до 416 нм. В диапазоне  $\phi_1=7-15^\circ$  длина волны поглощения изменяется неравномерно с резким падением длины волны в области между ними в диапазоне до  $45^\circ$ . В области  $\phi_1=50-55^\circ$  энергия перехода (435 нм) не изменяется. Дальнейшее увеличение угла поворота смещает энергию перехода в более коротковолновую область спектра на 416 нм. Таким образом, увеличение угла кручения  $\phi_1$  приводит к значительному гипсохромному сдвигу. Вращение группы  $R_2$  на угол  $\phi_2 = 10-80^\circ$  приводит к небольшому синему сдвигу, примерно на 1–2 нм до 466–468 нм. При вращении группы  $R_2$  на угол  $\phi_3$  между 10 и  $50^\circ$  происходит красный сдвиг, и длина волны перехода увеличивается от 466 до 472 нм. При дальнейшем вращении группы  $R_2$  на угол  $\phi_3$  от  $50$  до  $60^\circ$  длина волны поглощения уменьшается до 463 нм. При вращении группы  $R_3$  на угол  $\phi_3 = 50^\circ$  спектр поглощения смещается от 466 нм до 480 нм. При дальнейшем вращении группы до  $80^\circ$  длина волны поглощения сначала уменьшается от 480 до 472 нм, а затем увеличивается до 479 нм при вращении (рис. 1б).

С помощью теории функционала плотности выяснена ключевая причина экспериментально определяемой разницы в видимых спектрах поглощения фотопротеинов гребневика и гидромедуз. Показано, что вращение 6-(p-hydroxy)-phenyl группы относительно имидазопиразинового ядра на угол  $50-60^\circ$  относительно основного состояния ( $7^\circ$ ), определяет синий сдвиг в видимом спектре поглощения гребневика по сравнению с фотопротеинами гидромедуз. Было также обнаружено, что вращение данной группы во внутренней полости беровина стабилизируется боковыми цепями Val145 и Met153.

Исследование поддержано РФФИ №19-54-53004 ГФЕН\_a.

#### Список литературы

1. Schmidt, M. W.; Baldrige, K. K.; Boatz, J. A.; Elbert, S. T.; 1034 Gordon, M. S.; Jensen, J. H.; Koseki, S.; Matsunaga, N.; Nguyen, K. A.; 1035 Su, S.; et al. General Atomic and Molecular Electronic Structure System. J. Comput. Chem. 1993, 14, 1347–1363.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА БИОКОНЬЮГАТОВ НА ОСНОВЕ АРАБИНОГАЛАКТАНА И РОДАМИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ

Е. В. Хименко<sup>1</sup>, Н. В. Слюсаренко<sup>1</sup>, Н. Ю. Васильева<sup>1</sup>, Е. А. Слюсарева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79

Биоконъюгаты на основе полимера и флуоресцирующих красителей позволяют визуализировать биологически активные вещества и системы доставки лекарственных средств. Один из таких полимеров – арабиногалактан – был химически связан с родаминовыми красителями, вследствие чего, стал обладать спектральными свойствами в ближней УФ и видимой области спектра. Выявление новых свойств биоконъюгатов было проведено методами абсорбционной, флуоресцентной спектроскопии, в том числе поляризационной и разрешённой по времени.

Арабиногалактан – растительный полисахарид (рис. 1), обладающий высокой мембранотропностью, что позволяет использовать его для повышения всасываемости лекарственных средств с низкой биодоступностью [1]. Дополнительное сульфатирование арабиногалактана позволяет использовать его в качестве гепариноида, а также, самостоятельного антимикробного объекта [2].

Биоконъюгаты на основе полимера и флуоресцирующих красителей позволяют визуализировать биологически активные вещества и системы доставки лекарственных средств. Для получения биоконъюгатов в работе использован арабиногалактан, выделенный из лиственницы сибирской (*larix sibirica*) и родаминовые красители (родамин В и родамин 6G), известные своими флуоресцентными характеристиками (высокий квантовый выход, фотостабильность и т. д.). Синтез проведён методом ионного обмена катиона аммония в аммониевой соли сульфатированного АГ на катион родамина.

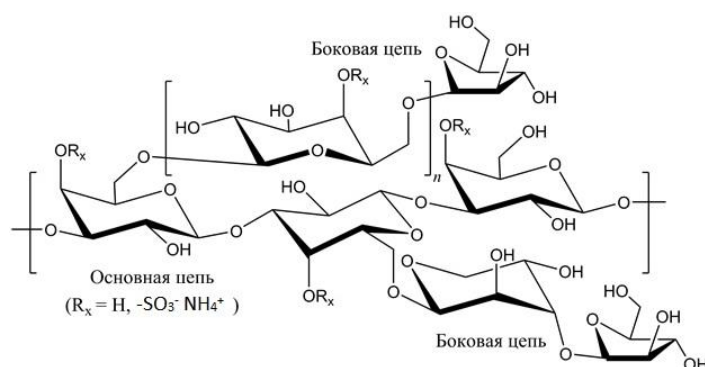


Рис. 1 Структурная формула арабиногалактана

Для исследования биоконъюгатов использовались методы абсорбционной, флуоресцентной, в том числе поляризационной и разрешенной во времени, спектроскопии.

Спектры поглощения биоконъюгатов уширены и смещены в красную область по сравнению со спектрами водных растворов родаминов (рис. 2). Наибольшие изменения наблюдаются для родамина 6G (максимум сдвинут на 11 нм). Формы спектров флуоресценции конъюгатов и водных растворов родаминов оказываются близки.

Квантовый выход флуоресценции биоконъюгатов был определен относительным методом [3]. Квантовые выходы флуоресценции родамина В и родамина 6G, связанных с арабиногалактаном, составили 26% и 39% соответственно, что в 1,3 и 2,3 раза ниже, чем для водных растворов красителей. Флуоресцентные времена жизни равны 1,5 нс и 4,0 нс для родамина В и родамина 6G, связанных с арабиногалактаном, соответственно. Время жизни уменьшилось на 0,1 нс только для родамина 6G, связанного с арабиногалактаном, по сравнению с водным раствором соответствующего красителя.

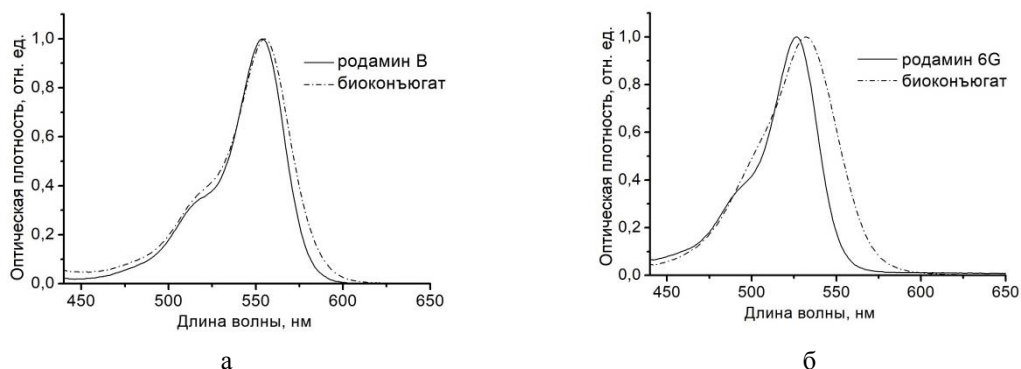


Рис. 2 Спектры поглощения родамина В (а) и родамина 6G (б)

Значение анизотропии для родамина В и родамина 6G, связанных с арабиногалактаном, оказались несколько выше по сравнению с аналогичными измерениями водных растворов красителей. Увеличение анизотропии флуоресценции говорит о замедлении времени вращательной релаксации красителей, связанных с арабиногалактаном.

Изменение спектральных свойств может быть обусловлено изменением структуры хромофора молекулы в основном состоянии при химической сшивке, а также наличием дополнительных межмолекулярных взаимодействий. Наибольшие изменения спектральных свойств отмечались для родамина 6G, связанного с арабиногалактаном. Родамин В и роданин 6G имеют одинаковый химический состав, однако, роданин 6G имеет в своей структуре гидрофобную часть, взаимодействие которой с макромолекулой арабиногалактана может приводить к более сильной деформации скелета молекулы и объяснить более сильное изменение спектральных свойств.

Полученные значения квантового выхода и времен жизни флуоресценции свидетельствуют о возможности применения нового материала для флуоресцентной визуализации. Полученные результаты могут быть использованы для улучшения методики синтеза биоконъюгатов, а также в задачах биомаркирования и биосенсорики.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 1902-00450) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание FSRZ-2020-0008).

#### Список литературы

1. Е.Н. Медведева, В.А. Бабкин, Л.А. Остроухова. Арабиногалактан лиственницы – свойства и перспективы использования (обзор) // Химия растительного сырья №1, с. 27-37, 2003.
2. Н.Ю. Васильева, А.В. Левданский, Б.Н. Кузнецов, Г.П. Скворцова, А.С. Казаченко, L. Djakovitch, С.Pinel. Сульфатирование арабиногалактана сульфаминовой кислотой в диоксане // Химия растительного сырья №1, с. 87-95, 2014.
3. A.T.R. Williams, S.A. Winfield, J.N. Miller. Relative fluorescence quantum yields using a computer controlled luminescence spectrometer // Analyst, vol. 108, pp. 1067–1071, 1983.

## ВЫРАЩИВАНИЕ ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ

А. А. Шалаев<sup>1,2\*</sup>, Р.Ю. Шендрик<sup>1,2</sup>, А.И. Русаков<sup>1</sup>, А.С. Мясникова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт геохимии им. А. П. Виноградова Сибирского отделения Российской академии наук  
664033, Российская Федерация, Иркутск, ул. Фаворского, д. 1-А  
\*E-mail: alshal@mail.ru

<sup>2</sup>Иркутский государственный университет  
664025, Российская Федерация, Иркутск, бул. Гагарина, д.20

В данной работе рассматриваются некоторые особенности выращивания кристаллов тройных систем щелочноземельных галогенидов (BaBrI, BaClI, SrBrI) как номинально чистых, так и активированных ионами редкоземельных элементов (Eu, Ce, Sm). Представлены результаты исследования оптических и сцинтилляционных характеристик полученных кристаллов, активированных ионами редкоземельных элементов. Работа поддержана грантом РФФ № 18-72-10085.

В настоящее время с внедрением современных эффективных систем радиационного контроля, а также с развитием новых направлений диагностики онкологических заболеваний, в которых используются радиоактивные изотопы (ПЕТ и СПЕСТ томография), отмечается повышенное внимание к неорганическим сцинтилляционным материалам с высокими спектроскопическими свойствами [1]. Системы с различными комбинациями щелочноземельных галогенидов в качестве решёткообразующих элементов имеют высокие значения светового выхода и хорошее энергетическое разрешение. Чаще всего в качестве активаторов для таких сцинтилляторов выступают двухвалентный европий, трехвалентные церий и празеодим с полосами люминесценции в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (350 – 600 nm). Недавние исследования [2] показали, что активирование этих кристаллов самарием приводит к хорошей люминесценции в видимом и инфракрасном диапазоне. Этот факт может послужить началом разработок нового класса эффективных сцинтилляционных детекторов с полупроводниковыми лавинными диодами в качестве регистрирующего элемента.

В ходе наших исследований были разработаны методики выращивания кристаллов BaBrI, BaClI и SrBrI активированные европием, церием и самарием.

Кристаллы были выращены из расплава вертикальным методом Бриджмена на многозонной термической установке в вакуумированных кварцевых ампулах. Было проведено исследование фазовых равновесий и уточнение фазовых диаграмм соединений BaBrI, BaClI и SrBrI, что необходимо для подбора условий кристаллизации при проведении ростовых экспериментов. Данные соединения плавятся конгруэнтно при стехиометрическом соотношении компонентов 1:1 (BaBr<sub>2</sub>-BaI<sub>2</sub>, BaCl<sub>2</sub>-BaI<sub>2</sub> и SrBr<sub>2</sub>-SrI<sub>2</sub>). Соединения щелочноземельных галогенидов отличаются своей гигроскопичностью на воздухе, поэтому большое внимание перед выращиванием кристаллов уделяется сушке исходного сырья. Уровни гидратации и возможные температуры дегидратации, температуры плавления и кристаллизации составов шихты устанавливались методами термогравиметрического анализа (ТГ) и дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК). На основании этих данных, были подобраны методы сушки сырья для выращивания кристаллов. Установленные температуры плавления для соединений BaBrI, BaClI and SrBrI составляют 765° С, 815° С и 507° С, соответственно.

Одной из наиболее трудоемких задач получения кристаллов данного типа является подбор оптимального режима выращивания. Применялись «мягкие» параметры выращивания с небольшими градиентами температур (не более 4 °С/см) и скоростью около 1 мм/час. После прохождения рабочей зоны температурного градиента ампула охлаждалась со скоростью 5–10 °С/час для предотвращения растрескиваний и накопления напряжений в кристалле.

В итоге, были получен ряд кристаллов BaBrI, BaClI и SrBrI как не активированных, так и с широким диапазоном концентраций активаторов  $\text{Eu}^{2+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Sm}^{2+}$  хорошего качества для оптических исследований.

В случае активации кристаллов европием, в спектрах рентгеновской люминесценции исследуемых образцов наблюдаются широкие полосы с максимумом в диапазоне от 415 до 420 нм в зависимости от типа кристалла. Интенсивность полосы зависит от концентрации Eu в образце. Положение пика в спектре люминесценции указывает на то, что европий входит в кристаллическую решетку в двухвалентном состоянии с характерными для этого состояния переходами 5d – 4f. Двухвалентный европий заменяет ионы бария или стронция. Положения максимумов в спектрах люминесценции  $\text{Eu}^{2+}$  зависит от типа кристалла и связано с изменением окружения, т. е. расстояния между катионом (Ba или Sr) и анионами (Br, I, Cl). В ходе исследования было установлено, что в этих кристаллах возможны электронно-дырочные и экситонные механизмы передачи энергии центрам люминесценции [3].

По спектрам рентгенолюминесценции был оценен световыход выращенных нами кристаллов по сравнению со световыходом широко применяемого сцинтиллятора  $\text{CaF}_2$  (21500 фотон/МэВ). Наибольший световыход наблюдается в кристаллах BaBrI активированных 5%  $\text{Eu}^{2+}$ , он составляет 74000 фотон/МэВ. Световой выход кристаллов BaClI:5 %  $\text{Eu}^{2+}$  составляет 25000 фотон/МэВ. Световыход SrBrI:0,01%Eu составляет около 15000 фотонов/МэВ (для сравнения – световыход BaBrI:0,01%Eu составляет 25 фотонов/МэВ).

При активации ионами церия в кристаллах BaBrI образуются два типа центров [4]. В одном случае ион церия компенсирован междуузельным ионом йода или брома. Второй тип центров связан с ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , компенсированными ионами кислорода  $\text{O}^{2-}$ . При фотовозбуждении эти два типа центра отличаются постоянной времени затухания свечения. Для первого типа центров она равна 28 нс, для второго 230 нс.

При активировании кристаллов BaBrI самарием, установлено что Sm входит в кристалл в двухвалентном состоянии. При фото- и рентгеновском возбуждении кристаллов наблюдается сильная люминесценция в области 740 нм со световыходом, сопоставимым световыходу традиционного сцинтиллятора CsI-Tl. Учитывая то, что регистрацию свечения в красной области таких кристаллов возможно осуществлять с помощью полупроводниковых лавинных светодиодов с большей, по сравнению с традиционными ФЭУ квантовой эффективностью, можно ожидать, что кристаллы BaBrI активированные ионами  $\text{Sm}^{2+}$  могут стать перспективной матрицей для создания высокоэффективных сцинтилляционных детекторов нового класса [2].

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант № 18-72-10085. Приведенные в работе данные получены на оборудовании ЦКП «Изотопно-геохимических исследований» ИГХ СО РАН.

#### Список литературы

1. M. Nikl, A. Yoshikawa, Recent R&D Trends in Inorganic Single-Crystal Scintillator Materials for Radiation Detection // *Advanced Optical Materials*, vol. 3(4), pp. 463-481, 2015.

2. А.А. Шалаев, Р.Ю. Шендрик, и др. Выращивание и исследование сцинтилляционных свойств кристаллов BaBrI, активированных ионами самария // *Физика Твердого Тела*, 61 (12), стр. 2396-2399, 2019.

3. А.А. Shalaev, R. Shendrik, et.al. Luminescence of BaBrI and SrBrI single crystals doped with  $\text{Eu}^{2+}$ . // *Optical Materials*, vol.79, pp. 84-89, 2018.

4. Р.Ю. Шендрик, И.И. Ковалев, и др. Люминесценция кристаллов BaBrI, активированных ионами  $\text{Ce}^{3+}$  // *Физика Твердого Тела*, 61 (5), pp. 930-933, 2019.

**НЕПРЯМОЗОННЫЕ ГЕТЕРСТРУКТУРЫ ПЕРВОГО РОДА  
НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ АЗВ5:  
ФОРМИРОВАНИЕ, РЕКОМБИНАЦИЯ  
И СПИНОВАЯ ДИНАМИКА ЭКСИТОНОВ**

Т. С. Шамирзаев

*Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН  
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

Обсуждаются возможности формирования, и описываются свойства гетероструктур первого рода с непрямой структурой зон на основе полупроводниковых соединений АЗВ5 с ориентацией подложки (001) и (111).

Будут показаны наиболее интересные особенности непрямозонных квантовых ям (КЯ) и точек (КТ), такие как (1) возможности управляемого изменения излучательной рекомбинации экситона в диапазоне от нескольких десятков наносекунд до миллисекунд; (2) возможности использования резонансных оптических методов (таких как, например, комбинационное рассеяние света с переворотом спина) для изучения экситонных состояний в X долине для гетероструктур со смешиванием электронных состояний прямых и не прямых долин зоны проводимости; (3) возможности экспериментального исследования физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено – например, спиновой релаксации локализованных экситонов. В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода времена рекомбинации экситонов лежат в наносекундном диапазоне, а подавление основных механизмов спиновой релаксации в КТ приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов в продольном магнитном поле становится заметно больше, чем время жизни экситона. Время жизни непрямого в пространстве квазиимпульсов экситона в КТ возрастает до сотен микросекунд (до  $10^5$  раз) и становится сравнимым со временем его спиновой релаксации, что позволяет изучать механизмы спиновой релаксации экситона: (i) в нулевом магнитном поле, в режиме оптической ориентации при квазирезонансном возбуждении; (ii) в сильных магнитных полях при нерезонансном возбуждении, посредством измерения динамики наведенной магнитным полем циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 19-02-00098 и 19-52-12001).

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОРОШКА ДИОКСИДА ГАФНИЯ С МОНОКЛИННОЙ СТРУКТУРОЙ

А. О. Шилов<sup>1\*</sup>, С. С. Савченко<sup>1</sup>, А. С. Вохминцев<sup>1</sup>, А. В. Чукин<sup>1</sup>, И. А. Вайнштейн<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет, НОЦ НАНОТЕХ  
620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19  
\*E-mail: ao.shilov@urfu.ru

<sup>2</sup>Институт металлургии УрО РАН,  
620016, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 101

В ходе работы исследовались оптические и люминесцентные свойства микрокристаллического порошка диоксида гафния. Методом рентгеновской дифракции установлено, что исследуемые образцы обладают моноклинной кристаллической решёткой. На основе исследования спектров диффузного отражения сделана оценка ширины запрещённой зоны  $E_g = 5.35 \pm 0.05$  эВ. Присутствие в спектрах фотолюминесценции свечения 2.55 эВ указывает на наличие оптически активных центров на базе вакансий кислорода.

В настоящее время структуры на основе диоксида гафния представляют большой интерес для фундаментальной науки и технологий в связи с перспективностью использования данного материала при создании устройств памяти нового поколения ввиду высокого значения диэлектрической проницаемости, проявления сегнетоэлектрических свойств и реализации характеристик резистивного переключения при допировании ионами различных элементов. Для решения ряда проблем, связанных с применением  $\text{HfO}_2$  в микро- и нанoeлектронике необходимо понимание особенностей его электронной структуры и дальнейшее изучение его оптических свойств для различных структурных модификаций материала. Данная работа посвящена изучению оптических свойств микрокристаллического порошка диоксида гафния.

В работе исследовался коммерческий порошок марки ГФО-1. Анализ фазовой структуры производился при помощи дифрактометра X'Pert PRO MPD PANalytical. Измерение спектров диффузного отражения при комнатной температуре было выполнено с помощью спектрофотометра SHIMADZU UV-2450 и интегрирующей сферы ISR-2200 в диапазоне 220 – 850 нм. Регистрация спектров фотолюминесценции проводилась на люминесцентном спектрометре марки LS55 производителя PerkinElmer. В качестве источника возбуждающего излучения использовалась ксеноновая лампа.

Показано, что измеренные дифрактограммы соответствуют монокристаллам  $\text{HfO}_2$  с моноклинной решёткой и исключают присутствие аморфной фазы в исследуемых образцах. При измерении спектров диффузного отражения было установлено, что для длин волн  $< 250$  нм наблюдается резкий спад, обусловленный собственным поглощением. Данная область спектра была исследована с помощью функции Кубелки-Мунка для непрямых переходов с целью оценки ширины ЗЗ. Полученное значение  $E_g = 5.35 \pm 0.05$  эВ согласуется с независимыми литературными данными. При исследовании спектров фотолюминесценции наблюдался пик с положением максимума 2.55 эВ и полушириной 0.55 эВ при возбуждении фотонами 210 и 280 нм. Наличие данной полосы в спектрах свечения обусловлено присутствием в исследуемом порошке кислородных вакансий. На основе полученных результатов в работе обсуждаются возможные механизмы излучательных процессов с участием кислород-дефицитных центров.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (постановление Правительства Российской Федерации №211, контракт № 02.А03.21.0006) и исследовательским проектом Минобрнауки.



## СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ КРИСТАЛЛА $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$

К. В. Шульга<sup>1</sup>, А. Э. Соколов<sup>1,2</sup>, А. Л. Сухачев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28  
\*E-mail: tabakaewa-karina@mail.ru

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38

Представлены результаты исследований спектров поглощения кристаллов  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$  высокой гомогенности, без оптических недостатков, полученных впервые в России в институте неорганической химии им. Николаева в Новосибирске модифицированным методом Чохральского.

Акустооптические устройства успешно используются для модуляции светового излучения и его управляемого отклонения. В связи с ростом мощности лазерных излучателей широкое применение находят устройства для управления лазерным излучением на основе монокристаллов. Но, эффективных акустооптических материалов достаточно немного, одним из таких материалов являются кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов  $\text{KRE}(\text{WO}_4)_2$ .

Наиболее широко изученным в данном семействе является  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  [1]. Для данных кристаллов измерены значения скоростей звука и вычислены упругие константы кристаллов, константы жесткости, также измерены значения коэффициентов акустооптического качества кристаллов, исследована анизотропия акустических свойств [1]. Для кристаллов  $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  были записаны дифракционные картины [2].

К семейству калий-редкоземельных вольфраматов также относится кристалл  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ . Изучены магнитные свойства кристаллов  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$ , измерены получены полевые зависимости при  $T = 5$  К, а также получены температурные зависимости магнитной восприимчивости для трех осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  [3]. Спектроскопия ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{KYW}$  с точки зрения оптического поглощения при комнатной температуре проанализирована в работе [4].

Впервые в России в институте неорганической химии им. Николаева в Новосибирске [5] модифицированным методом Чохральского выращены достаточно большие кристаллы  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$  высокой гомогенности, без оптических недостатков (рис. 1).



Рисунок 1 – Фото кристалла  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$  с указанием кристаллографических направлений

Исследуемый образец кристалла  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$  представляет призму. Для измерений были использованы тонкие пластины, вырезанные от призмы кристалла в трех ортогональных направлениях, по направлениям кристаллографических плоскостей. Для полученных пластинок кристалла  $\text{KYb}(\text{WO}_4)_2$  при комнатной температуре было измерено оптическое поглощение. Измерения были произведены в трех кристаллографических плоскостях при падении света перпендикулярно плоскости.

В видимой части спектра, особенности спектра поглощения обусловлено поглощением ионов  $\text{Yb}$  входящих в состав кристалла.

На рис. 2 представлен график поглощения при комнатной температуре, в диапазоне от 930 нм до 1020 нм, для различных кристаллографических направлений. Следует отметить, что в направлении (001) разрешается большее число переходов Yb.

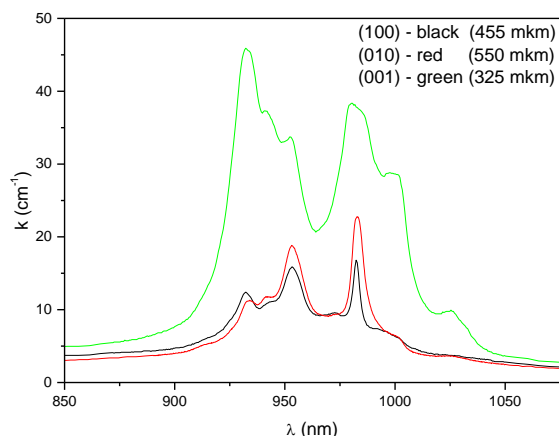


Рисунок 2 – Спектры поглощения для кристалла  $KYb(WO_4)_2$  при комнатной температуре для различных кристаллографических направлений.

Значение коэффициента оптического поглощения  $k$  определяет потерю энергии световым пучком, проходящим сквозь вещество, вследствие превращения ее в различные формы внутренней энергии вещества. Следовательно, чем больше значение коэффициента поглощения, тем большую энергию теряют световой пучок, проходящий сквозь вещество, а это в свою очередь свидетельствует о наличии особых свойств данного вещества.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 19-42-240003.

#### Список литературы

1. Великовский Д.Ю. Кристаллы семейства калий-редкоземельных вольфраматов как материалы для акустооптики. [Электронный ресурс]/ Великовский Д.Ю. Диссертация на соискание ученой степени – Москва, 2015 // – Режим доступа: <https://phys.msu.ru/upload/iblock/b59/2015-00-00-velikovskii.pdf>
2. Desai D. G. et al. Growth and characterization of KY (WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystals //Journal of crystal growth. – 2008. – Т. 310. – №. 11. – С. 2815-2819.
3. Borowiec M. T. et al. Magnetic properties of KRE (WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> (RE= Gd, Yb, Tm) single crystals //Physica B: Condensed Matter. – 2010. – Т. 405. – №. 23. – С. 4886-4891.
4. Mateos X. et al. Crystal growth, optical and spectroscopic characterisation of monoclinic KY (WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> co-doped with Er<sup>3+</sup> and Yb<sup>3+</sup> // Optical Materials. – 2006. – Т. 28. – №. 4. – С. 423-431.
5. Mazur M. M. et al. Elastic and photo-elastic characteristics of laser crystals potassium rare-earth tungstates KRE (WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>, where RE= Y, Yb, Gd and Lu //Ultrasonics. – 2014. – Т. 54. – №. 5. – С. 1311-1317.

## **Секция 4**

# **ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ и ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ФАЗЫ**

# ЭФФЕКТ ПАРСЕЛЛА В ПЕРИОДИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

М. А. Калитеевский

<sup>1</sup>СПБАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова

194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8к3

Университет ИТМО

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

E-mail: m.kaliteevski@mail.ru

Эффект Парселла был теоретически и экспериментально исследован в периодических системах – периодических металл-диэлектрических структурах, в структурах с брэгговскими монослойными квантовыми ямами и в некоторых других структурах

Периодические наноструктуры в последние годы привлекают огромный интерес исследователей из-за возможности управления с помощью них свойствами светоизлучающих материалов и создания новых высокоэффективных светодиодов и лазеров. Так, в подобных структурах взаимодействие между светом и веществом может значительно изменяться и приводить к увеличению или подавлению скорости спонтанной эмиссии эмиттеров (эффект Парселла). Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному анализу эффекта Парселла в периодических слоистых наноструктурах: металл-диэлектрических структурах [1] и в структурах с брэгговскими монослойными квантовыми ямами [2].

В последние годы большое внимание привлекают плазмонные металл-диэлектрические периодические структуры из-за возможности наблюдения гигантского эффекта Парселла (со значениями фактора Парселла до  $10^5$ ). Однако, экспериментально измеренные величины фактора Парселла колеблются в большом диапазоне значений (от 2 [3] до 76 [4]). Кроме того, дальнейшая дискуссия [5] поставила под сомнение возможность достижения огромных значений фактора Парселла в таких системах при учете поглощения в металле.

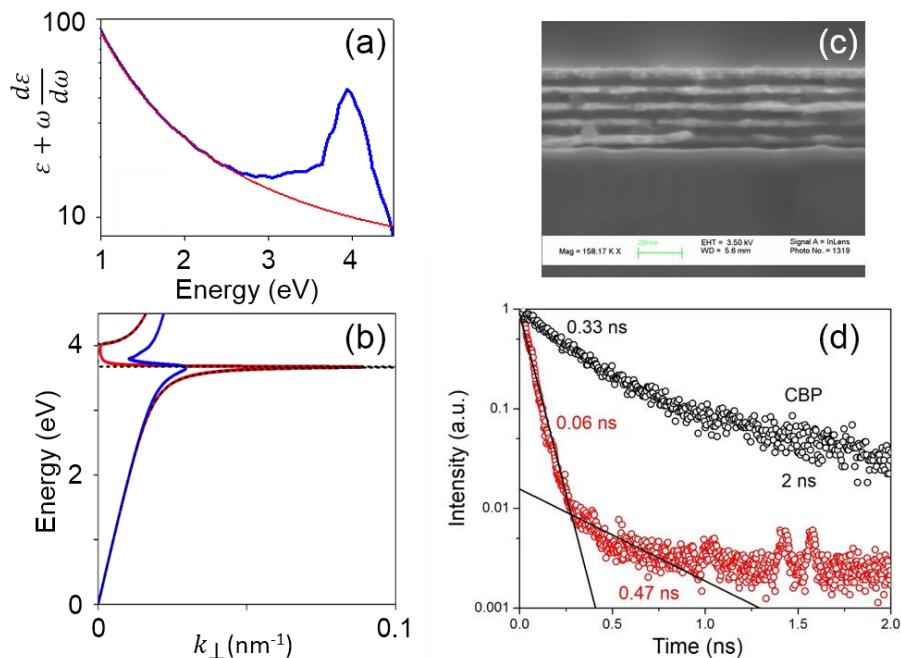


Рис. 1. (a) Плотность энергии в серебре, вычисленная с использованием модели Друде (красная кривая) и из экспериментальных результатов (синяя кривая). (b) Дисперсия поверхностного плазмона на границе вакуума и серебра полученная с использованием модели Друде (черная точечная кривая), модели Друде с учетом поглощения (красная кривая) и наблюдаемая в эксперименте (синяя кривая). (c) СЭМ – изображение изготовленной периодической структуры 30 нм СВР/15 нм Ag. (d) Затухание ФЛ для материала СВР в свободном пространстве (черные кружки) и внутри периодической структуры (красные кружки).

В работе [1] было показано теоретически (было продемонстрировано значительное отличие между рассмотрением серебра с помощью модели Друде и реальной картиной – рис.1a, b) и экспериментально (был изготовлен набор периодических структур (рис.1c) из органического материала СВР и серебра, измерены их спектры фотолюминесценции (ФЛ) с временным разрешением – рис.1d), что в реальных системах поглощение в металле приводит к умеренным значениям фактора Парселла (порядка 10).

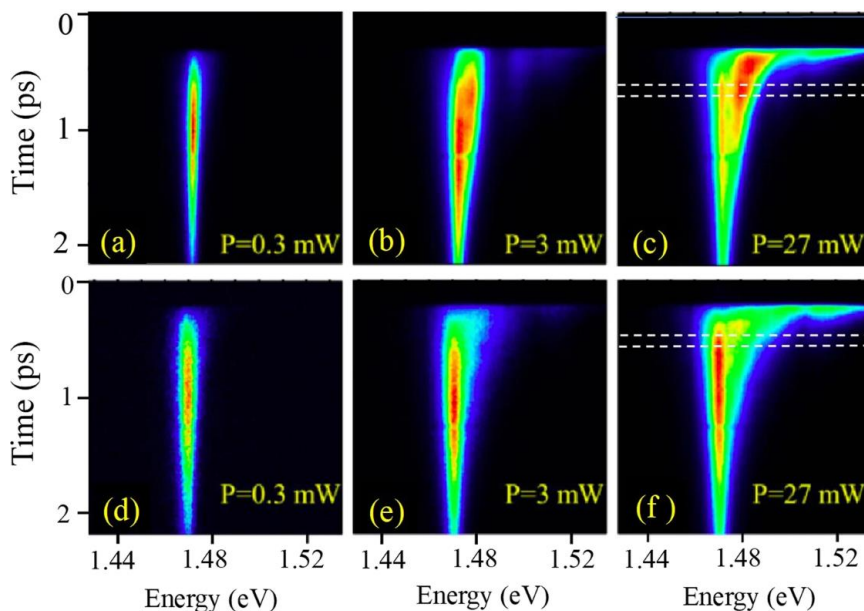


Рис. 2. Картина фотолюминесценции с временным разрешением, измеренные с поверхности (a,b,c) и с торца структуры (d,e,f) для различных энергий накачки.

В [2] была экспериментально исследована временно-разрешающая ФЛ структуры брэгговских монослойных квантовых ям InAs, помещенных в матрицу GaAs. Путем сравнения спектров ФЛ, измеренных с торца (рис.2a,b,c) и с поверхности (рис.2d,e,f) образца, было установлено, что брэгговское упорядочение квантовых ям может приводить к значительной перестройке спектров ФЛ. Наблюдалось, что спектр ФЛ, измеренный с торца образца, содержит одну линию (соответствующую основному состоянию экситона), в то время как в спектре, измеренном с поверхности образца, при высоких энергиях возбуждения появляется дополнительная линия излучения, частота и направление распространения которой соответствуют брэгговскому условию для квантовых ям. Проведенный теоретический расчет модового фактора Парселла объясняет усиление спонтанной эмиссии только для определенных углов и частот излучения.

Исследование поддержано Российским научным фондом (РНФ) проект № 16-12-10503.

#### Список литературы

1. K. M. Morozov, K. A. Ivanov, D. de Sa Pereira, et.al. Revising of the Purcell effect in periodic metal-dielectric structures: the role of absorption // *Sci. Rep.* vol. 9, pp. 9604, 2019.
2. G. Pozina, K. A. Ivanov, K. M. Morozov, et.al. Enhancement of light emission in Bragg monolayer-thick quantum well structures // *Sci. Rep.* vol. 9, pp. 10162, 2019.
3. N. Tsurumachi, H. Izawa, R. Tomioka, et.al. Dependence of Purcell effect on fluorescence wavelength in dye molecules on metal–dielectric multilayer hyperbolic metamaterials // *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 55, pp. 02BB05, 2016.
4. D. Lu, J. J. Kan, E. E. Fullerton, et.al. Enhancing spontaneous emission rates of molecules using nanopatterned multilayer hyperbolic metamaterials // *Nat. Nanotechnology* vol. 9, pp. 48–53, 2014.
5. J. B. Khurgin, How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials // *Nat. Nanotechnology* vol. 10, pp. 2–6, 2015.

## ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА РЕГУЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ В ОДНООСНЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

С. М. Шандаров<sup>1,3\*</sup>, Е. Н. Савченков<sup>1</sup>, Н. И. Буримов<sup>1</sup>, А. Р. Ахматханов<sup>2</sup>, А. А. Есин<sup>2</sup>,  
В. Я. Шур<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники  
634050, Российская Федерация, Томск, пр. Ленина, д. 40

\*E-mail: stanislavshandarov@gmail.com

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет

620002, Российская Федерация, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19

<sup>3</sup>Центр квантовых технологий, Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова  
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1

Рассмотрены возмущения оптических свойств, создаваемые доменными стенками и приложенным электрическим полем в регулярных доменных структурах (РДС), формируемых в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах методами доменной инженерии и предназначенных для нелинейных спектральных преобразований и электрооптической модуляции лазерного излучения. Представлены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа различных эффектов, реализуемых на РДС в кристаллах ниобата и танталата лития при дифракции оптического излучения, как только на доменных стенках, так и в приложенном внешнем электрическом поле: в изотропном и анизотропном режимах Брэгга и при коллинеарной геометрии взаимодействия. Продемонстрировано влияние проводимости наклонных стенок РДС на дифракционные эффекты, наблюдаемые в приложенном внешнем электрическом поле.

Интерес к регулярным доменным структурам в сегнетоэлектрических кристаллах и оптических волноводах на их основе связан с необходимостью повышения эффективности устройств, предназначенных для нелинейных спектральных преобразований и электрооптической модуляции лазерного излучения [1–3]. Изменения знака спонтанной поляризации в пределах доменных стенок вызывают возмущения оптических свойств кристалла, обусловленные как непосредственно квадратичным электрооптическим эффектом, так и дополнительным упругооптическим вкладом, вызванным наведенными упругими деформациями [4–6]. Эффекты рассеяния света на индивидуальных доменных стенках и дифракции на них для периодических доменных структур [5–8] должны приниматься во внимание при анализе взаимодействия световых волн в нелинейных и электрооптических элементах, изготавливаемых методами доменной инженерии [9].

Возмущения компонент диэлектрического тензора, создаваемые 180-градусными ненаклонными доменными стенками, параллельными плоскости YZ (Y-walls) и XZ (X-walls) в кристаллах класса симметрии  $3m$ , к которому относятся ниобат и танталат лития, рассмотрены в [6]. Получено, что возмущения диагональных компонент диэлектрического тензора связаны с квадратичным электрооптическим эффектом и позволяют реализовать изотропную дифракцию различных типов на периодических структурах с доменными стенками, параллельными как плоскости YZ (наблюдавшуюся, например, в работах [4, 5]), так и XZ. Коллинеарная геометрия дифракции, наблюдавшаяся ранее в [4], может иметь место только в структурах с YZ-стенками и обусловлена возмущениями компоненты  $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{YZ}(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^{YZ}(x)$ , связанными исключительно с электрострикцией и упругооптическим эффектом. В доменных структурах с XZ-стенками за счет этих эффектов наводятся возмущения  $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{XZ}(y) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^{XZ}(y)$ , благодаря которым на них возможна анизотропная дифракция. Возмущения недиагональных компонент  $\Delta\tilde{\epsilon}_{13} = \Delta\tilde{\epsilon}_{31}$  и  $\Delta\tilde{\epsilon}_{12} = \Delta\tilde{\epsilon}_{21}$ , также дающих вклад в анизотропную дифракцию, отличны от нуля только для структур с YZ-стенками и обусловлены совместным проявлением обратного флексоэлектрического и упругооптического эффектов. Анизотропная дифракция для таких структур наблюдалась в [10], но была связана с возмущениями  $\Delta\tilde{\epsilon}_{23}^{YZ}(x) = \Delta\tilde{\epsilon}_{32}^{YZ}(x)$ .

Электрически управляемая дифракция изотропная дифракция Брэгга на РДС с наклонными YZ-стенками в кристалле ниобата лития для необыкновенных световых волн рассмотрена в [6, 11]. Показано, что в этом случае проявляется нелинейность амплитудной характеристики, и в приложенном синусоидальном электрическом поле с частотой  $f$  временная зависимость мощности дифрагированного пучка является суперпозицией постоянной составляющей и гармоник с частотами  $nf$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$

Особенности брэгговской дифракции гауссова светового пучка на РДС с наклонными  $180^\circ$  YZ-стенками в кристалле 5% MgO:LiNbO<sub>3</sub> описаны в [12]. Показано, что в отсутствие внешнего поля наклон стенок РДС на угол  $\alpha$  относительно полярной оси Z приводит к дифракции Брэгга  $m$ -го порядка, характеризуемой распределением интенсивности света  $I_m(z)$  с двумя максимумами, расстояние между которыми при  $m = 1, 3, 4, \dots$  растет с  $ma$ . Приложение к РДС внешнего постоянного электрического поля привело к релаксации эффективности дифракции Брэгга с  $m = 1$  вследствие его экранировки, связанной с проводимостью наклонных доменных стенок. Усредненное по периоду исследуемой РДС с  $\alpha = 0.31^\circ$  эффективное значение этой проводимости было оценено как  $\sigma_{eff} = 5.96 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-29-14046-офи\_м) и Минобрнауки РФ в рамках Госзадания FEWM-2020-0038/3 на 2020–2022 годы.

#### Список литературы

1. M. Allgaier, V. Ansari, L. Sansoni, et.al. Highly efficient frequency conversion with bandwidth compression of quantum light // Nat. Commun., vol. 8, art. 14288, 2017.
2. O. Alibart, V. D'Auria, M. DeMicheli, et.al. Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides // J. Opt., vol. 18, art. 104001, 2016.
3. I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, et.al. Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide // Opt. Lett., vol 41, pp. 4174–4177, 2016.
4. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, S.V. Smirnov, et.al. Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate // Ferroelectrics, vol. 496, pp. 134–142, 2016.
5. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, A.V. Andrianova, et.al. Linear diffraction of light waves in periodically poled lithium niobate crystal // Ferroelectrics, vol. 508, pp. 49–57, 2017.
6. S.M. Shandarov, E.N. Savchenkov, N.I. Burimov, et.al. Perturbation of a dielectric tensor induced by domain walls of periodic domain structures in ferroelectric crystals: contribution to the Bragg diffraction of light waves // Laser Phys., vol. 30, art. 025401 (4pp), 2020.
7. S. Kim, V. Gopalan. Optical index profile at an antiparallel ferroelectric domain wall in lithium niobate // Mater. Sci. Eng. B, vol. 120, pp. 91–94, 2005.
8. А.Л. Александровский, О.А. Глико, И.И. Наумова, В.И. Прялкин. Линейная и нелинейная дифракционные решетки в монокристаллах ниобата лития с периодической доменной структурой // Квантовая электроника, том 23, с. 657–659, 1996.
9. V.Ya. Shur, A.R. Akhmatkhanov, I.S. Baturin. Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate // Appl. Phys. Rev., vol. 2, art. 040604, 2015.
10. S.M. Shandarov, A.E. Mandel, T.M. Akyibaev, et.al. Linear diffraction of light waves on periodically poled domain structures in lithium niobate crystals: collinear, isotropic, and anisotropic geometries // Journal of Physics: Conf. Series, vol. 867, pp. 012017, 2017.
11. S.M. Shandarov, E.N. Savchenkov, M.V. Borodin, et.al. Electrically controllable diffraction of light on periodic domain structures in ferroelectric crystals // Ferroelectrics, vol. 542, pp. 58–63, 2019.
12. Е.Н. Савченков, С.М. Шандаров, С.В. Смирнов и др. Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в MgO:LiNbO<sub>3</sub> // Письма в ЖЭТФ, т. 110, с. 165–169, 2019.

## РАСЩЕПЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ТАММОВСКИХ МОД В РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

А.Ю. Авдеева<sup>1\*</sup>, С.Я. Ветров<sup>2,1</sup>, М.В. Пятнов<sup>1,2</sup>, Р.Г. Бикбаев<sup>1,2</sup>, Н.В. Рудакова<sup>1,2</sup>,  
И.В. Тимофеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КИЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50, строение № 38

\*E-mail: anastasia-yu-avdeeva@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

Продемонстрирован эффект расщепления оптических таммовских мод в резонансных фотонно-кристаллических структурах. Показана возможность эффективного управления спектральным положением и добротностью полученных таммовских мод.

В настоящее время все большее число фундаментальных и прикладных исследований посвящено поискам новых перспективных материалов и проектированию структур, демонстрирующих новые способы управления светом. Особый интерес представляет оптическое таммовское состояние (ОТС). ОТС – поверхностная мода, локализованная на общей границе двух сред, играющих роль зеркал, не переносящая энергию вдоль границы и экспоненциально спадающая с расстоянием от поверхности раздела в обе стороны. В случае, когда одно из зеркал представляет собой металлический слой, локализованная мода называется таммовским плазмон-поляритоном (ТПП) [1].

Ранее была продемонстрирована возможность реализации ОТС на границе раздела между сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) и холестерическим жидким кристаллом (ХЖК). Полученное локализованное поверхностное состояние было названо хиральным оптическим таммовским состоянием (ХОТС) [2].

В данной работе получено расщепление ХОТС, локализованного на границе ХЖК и анизотропного зеркала, путем добавления в холестерик молекул красителя. Длина анизотропного зеркала  $3.92$  мкм, период  $A = d_V + d_H$ ,  $d_V = 100$  нм,  $d_H = 96$  нм, число периодов  $20$ ,  $n_e^p = 1.7$ ,  $n_o^p = 1.5$ . Длина слоя ХЖК  $5.85$  мкм, число периодов  $30$ , шаг спирали  $390$  нм,  $n_e = 1.7$ ,  $n_o = 1.5$ . Центр запрещенной зоны ХЖК  $\lambda_0 = 625$  нм угол между директором ХЖК и оптической осью слоя СПАЗ  $\varphi = \pi/4$ . Рассматриваемая структура ограничена средой с показателем преломления  $(n_e + n_o)/2$ . Отметим, что при равенстве показателей преломления СПАЗ и ХЖК, в отсутствие молекул красителя, запрещенная зона для ХЖК лежит в области длин волн  $580$ – $670$  нм, что на  $20$  нм превышает ширину запрещенной зоны для СПАЗ, которая имеет границы в области длин волн от  $595$  до  $665$  нм. Известно, что полное или частичное перекрытие запрещенных зон в энергетическом спектре является условием образования ХОТС на границе раздела двух сред. В отсутствие молекул красителя в спектре отражения для дифрагирующей поляризации наблюдается ХОТС на длине волны  $625.3$  нм, тогда как для поляризации противоположного знака провал отсутствует.

Добавим в ХЖК флуоресцентные молекулы красителя, при этом главные значения локального диэлектрического тензора ХЖК начинают зависеть от частоты. Численный анализ спектральных свойств системы и распределение поля в образце холестерика с красителем, сопряженного с анизотропным зеркалом, выполним с помощью метода  $4 \times 4$  матрицы переноса Берремана. В случае совпадения резонансной частоты молекул красителя с частотой ХОТС в спектрах вместо одной моды появляется две моды, которым соответствуют два провала, на длинах волн  $619.3$  нм и  $631.3$  нм. Величина расщепления составляет  $\Delta\lambda = 12$  нм, проявление эффекта расщепления частоты ХОТС в спектре отражения иллюстрируется на рис. 1а.



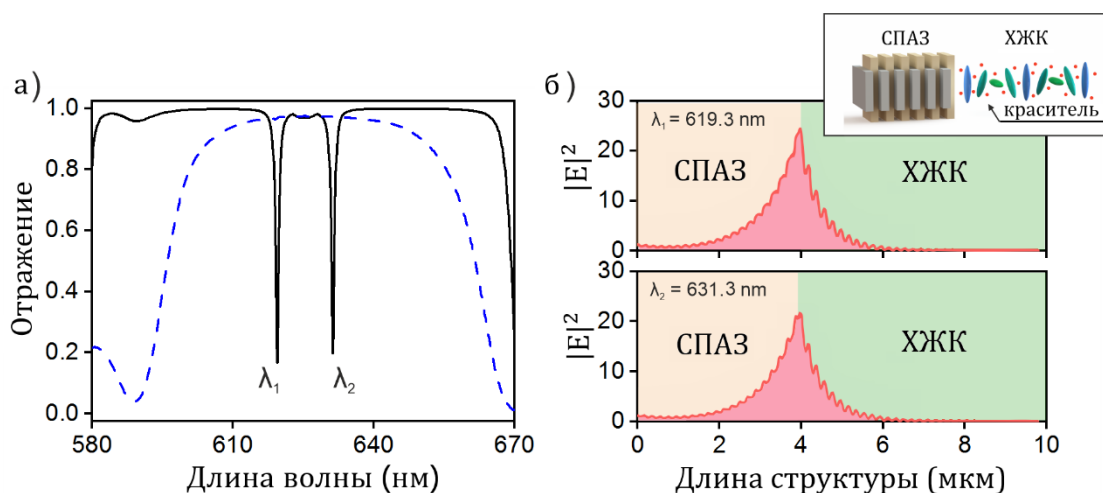


Рис. 1. а – Спектр коэффициента отражения (сплошная кривая дифрагирующая поляризация, штриховая – недифрагирующая). б – Пространственное распределение квадрата модуля электрического поля в образце, нормированное на входное значение.

Вставка – схематическое представление структуры СПАЗ-ХЖК с красителем

На рис. 1б приведены пространственные распределения квадрата модуля электрического поля ХОТС на длинах волн 619,3 нм и 631,3 нм, которым соответствуют минимумы отражения в спектре 1а. Из рисунков видно, что свет локализован на границе ХЖК-СПАЗ, а локальная интенсивность поля спадает экспоненциально с увеличением расстояния от этой границы. Добротности полученных при расщеплении мод, в случае, когда частота резонанса молекул красителя совпадает с частотой ХОТС близки по величине и равны 774 для высокочастотной и 702 для низкочастотной моды. При отстройке частоты резонанса от частоты ХОТС добротность одного пика растет за счет уменьшения добротности другого. Характеристиками полученных ХОТС можно управлять путем изменения концентрации молекул красителя, геометрических параметров структуры, температуры, приложенного напряжения.

Предложенная структура может быть использована при создании миниатюрных лазеров с основной модой, имеющей круговую поляризацию, а также при проектировании узкополосных и перестраиваемых фильтров.

Отметим, что подобный эффект резонансного расщепления таммовских мод наблюдается и для ТПП, локализованного на границе металлической пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным скалярным фотонным кристаллом. При совпадении частоты ТПП с частотой плазмонного резонанса в фотонной запрещенной зоне возникают два уровня энергии, которым соответствуют таммовские моды, локализованные на границе раздела сред [3].

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 19-42-240004.

#### Список литературы

1. M.A. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, et al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror // *Phys.Rev.B.*, vol. 76 (16), pp. 165415, 2007.
2. N.V. Rudakova, I.V. Timofeev, R.G. Bikbaev, et. al. Chiral Optical Tamm States at the Interface between an All-Dielectric Polarization-Preserving Anisotropic Mirror and a Cholesteric Liquid Crystal // *Crystals*, vol. 9 (10), pp. 502, 2019.
3. А.Ю. Авдеева, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев. Расщепление таммовского плазмон-поляритона на границе металлической пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом // *Труды школы-семинара «Волны-2020»*, 2020.

# ГИБРИДНЫЕ СОСТОЯНИЯ ТАММОВСКИХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

Р.Г. Бикбаев<sup>1,2,\*</sup>, С.Я. Ветров<sup>2,1</sup>, И.В. Тимофеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50/38

\*E-mail: bikbaev@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28

В настоящей работе показана возможность реализации гибридного состояния за счет связи таммовского плазмон-поляритона и поверхностного плазмон-поляритона в случае ограничения фотонного кристалла слоем металл-диэлектрического нанокompозита. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью.

Особым типом поверхностных электромагнитных состояний является оптическое таммовское состояние, при котором поле экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела, и может прекращаться перенос энергии вдоль поверхности [1]. В физике твердого тела существует аналог оптического таммовского состояния – таммовское электронное состояние, в котором электронная плотность локализуется на границе периодического потенциала кристалла. Оптическое таммовское состояние может возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами (ФК), имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны или между фотонным кристаллом и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью, например, металлом или нанокompозитом (НК) [2,3]. В последнем случае его также называют таммовским плазмон-поляритоном (ТПП), поскольку поле излучения связывается с поверхностным плазмонным возбуждением. Экспериментально это локализованное состояние проявляется в виде узкого резонанса в оптическом спектре пропускания или отражения образца на длинах волн внутри запрещенной зоны [4].

Также в последние годы огромный интерес вызывают гибридные моды, возникающие при одновременном возбуждении ТПП и других типов локализованных мод, таких как микрорезонаторная мода [5] или поверхностный плазмон-поляритон (ППП) [6]. На основе таких мод могут быть получены лазеры, источники одиночных фотонов, электрооптически перестраиваемые таммовские плазмон-экситон-поляритоны, белые органические светодиоды.

В настоящей работе показана возможность реализации гибридного состояния за счет связи ТПП и ППП в случае ограничения ФК слоем металл-диэлектрического нанокompозита. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью. При этом оптические характеристики исходных материалов не имеют резонансных особенностей [7].

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную слоем нанокompозита. Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из двуокиси кремния (SiO<sub>2</sub>) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a = 2.10$  и двуокиси циркония (ZrO<sub>2</sub>) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_b = 4.16$ . Толщины слоев соответственно  $d_a = 100$  нм и  $d_b = 50$  нм, число слоев  $N = 7$ . Слой нанокompозита толщиной  $d_{\text{eff}}$  состоит из сферических металлических наночастиц, равномерно распределенных в диэлектрической матрице. Диэлектрическая проницаемость среды, из которой излучение падает на ФК-структуру,  $\epsilon_{\text{prism}} = 2.28$ . Эффективная ДП нанокompозита определяется формулой Максвелл-Гарнетта [8]. Спектры отражения структуры для волн ТМ-типа, рассчитанные методом трансфер-матрицы, изображены на рис. 1 для различных значений  $f$ .

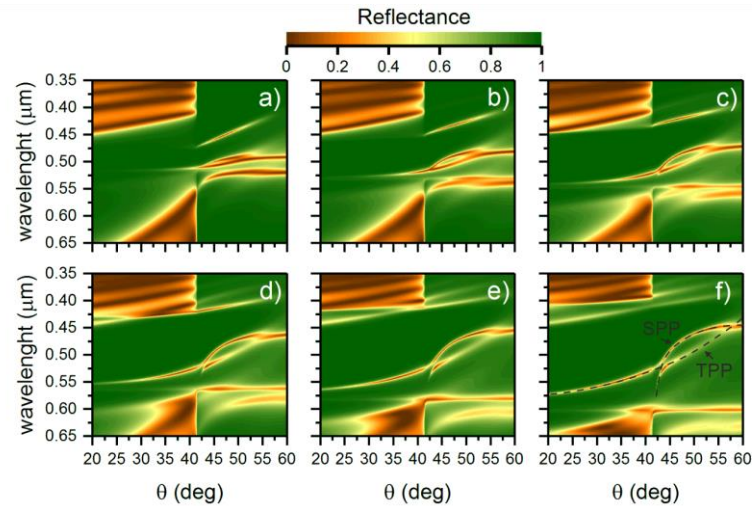


Рис. 1. Спектры отражения ФК, сопряженного со слоем НК, при различных значениях угла падения для волн ТМ-типа. Толщина слоя НК  $d_{\text{eff}} = 50$  нм,  $f = 0.05$  (a),  $f = 0.1$  (b),  $f = 0.15$  (c),  $f = 0.2$  (d),  $f = 0.25$  (e),  $f = 0.3$  (f).

Из рисунка видно, что при углах падения меньших угла полного внутреннего отражения, который не зависит от фактора  $f$  ( $\theta = 42^\circ$ ), внутри запрещенной зоны ФК наблюдается только ТПП. При углах больших угла полного внутреннего отражения, на границе раздела НК-воздух возбуждается ППП. При заданных  $f$  и углах падения ( $43 < \theta < 45^\circ$ ) они связываются и образуется ТПП-ППП гибридная мода. В спектрах отражения связь двух мод проявляется в виде расщепления спектральных линий. Величина расщепления характеризует величину связи мод, управлять которой можно, изменяя фактор заполнения НК. Так при  $f = 0.3$  расщепление составляет 18.5 нм, при  $f = 0.2$ –10 нм, а при  $f = 0.1$  расщепления не наблюдается.

Работа выполнена при поддержке совместного гранта РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 19-42-240004.

#### Список литературы

1. А.П. Виноградов и др. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // УФН, т. 180, с. 249-263, 2010.
2. M. Kaliteevski et.al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror // Phys. Rev. B, vol. 76, p. 165415, 2007.
3. S. Ya. Vetrov et.al. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite with resonance dispersion // JETP, vol. 117, p. 988, 2013.
4. M. E. Sasin, et.al. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light // Appl. Phys. Lett., vol. 92, p. 251112, 2013.
5. P. S. Pankin, et.al. Tunable hybrid Tamm-microcavity states // J. Opt. Soc. Am., vol. 34, p. 263339, 2017.
6. В. О. Бессонов и др. Гибридные состояния таммовских и поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных фотонных кристаллах // УЗФФ, т. 1, с. 141402, 2014.
7. A. N. Oraevsky, I. E. Protsenko Optical properties of heterogeneous media // Quantum Electronics, vol. 31, p. 252, 2001.
8. J. C. Maxwell-Garnett Couloers in metal glasses and in metallic films // Philos. Trans. Roy., vol. 203, p. 385, 2001.

# ДВУМЕРНЫЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ КАК СРЕДЫ СО СВЕРХНИЗКИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

А.Ю. Ветлужский

*Институт физического материаловедения СО РАН  
660047, Российская Федерация, Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, д. 6  
E-mail: vay@ipms.bscnet.ru*

В докладе рассматриваются эффективные электрофизические свойства двумерных металлических фотонных кристаллов. Обсуждаются методы определения диэлектрической проницаемости таких структур, которые могут быть использованы как для теоретического анализа, так и для практического применения. Показывается, что металлические фотонные кристаллы проявляют свойства, во многом сходные со свойствами сплошных металлов. При этом в видимом диапазоне при определенных параметрах они обладают значительно меньшими тепловыми потерями и положительной, меньшей единицы эффективной диэлектрической проницаемостью, что делает их перспективными для создания различных устройств преобразования оптического излучения.

Среди искусственных оптических материалов, которые активно изучаются в последние годы, особое место занимают металлические фотонные кристаллы (ФК) – двумерно-периодические решетки, образованные цилиндрическими элементами, имеющими высокую проводимость в радио- и инфракрасном диапазонах. Обладая всеми свойствами ФК, в частности, имея спектр пропускания в виде чередующихся запрещенных и разрешенных зон, такие структуры можно рассматривать и как своеобразные метаматериалы. А именно, в разрешенных диапазонах частот, где длина волны излучения превышает период расположения элементов в ФК, последние проявляют плазмподобные свойства, т. е. могут рассматриваться как сплошные среды, диэлектрическая проницаемость которых на частотах ниже пороговой отрицательна, а выше – имеет значение меньше единицы [1].

В настоящем докладе рассматривается ряд оригинальных методов определения эффективных электрофизических параметров таких материалов, применимых в радио- и оптическом диапазонах.

В первую очередь это анализ собственных резонансных свойств металлических ФК. В диапазоне частот первой разрешенной зоны, где такие структуры можно рассматривать как однородные метаматериалы с показателем преломления меньше единицы, их спектр пропускания представляет собой последовательность пиков (рис. 1).

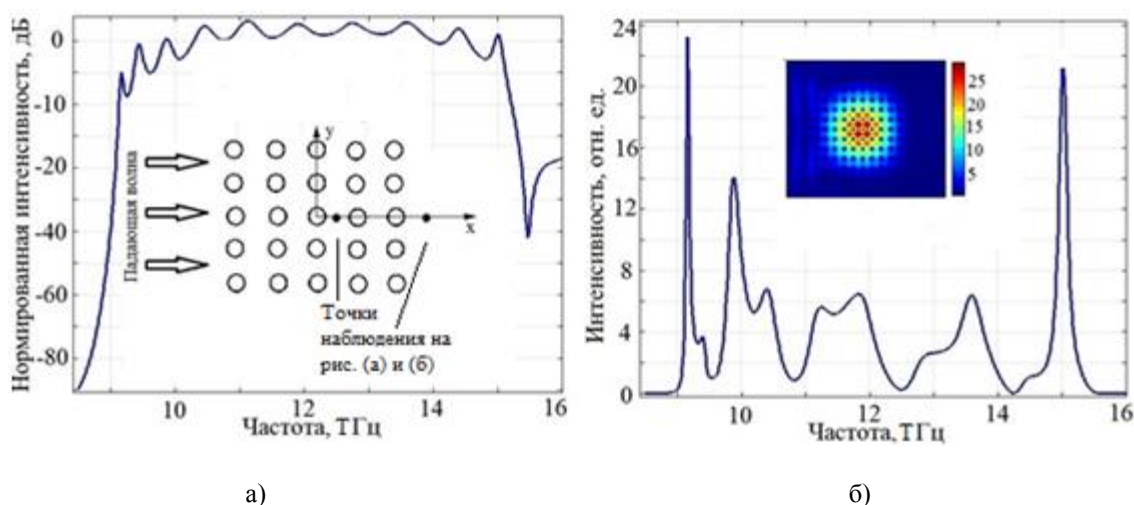


Рис. 1. Спектр пропускания 121 – элементного (11 на 11) ФК (период  $d = 10$  мкм, радиус элементов  $a = 0.5$  мкм) в диапазоне частот, соответствующем первой запрещенной зоне – (а); спектральное представление интенсивности внутри ФК – (б). На вставках – концептуальная схема численных экспериментов и пространственное распределение поля в ФК на частоте 9.16 ТГц.

Каждому из них соответствует локализация поля во внутренних областях ФК, возникающая, когда линейная протяженность структуры оказывается кратна половине длины волны в ФК, который выступает в данном случае в роли объемного резонатора. Сопоставление резонансной частоты возбуждения структуры с ее пространственной протяженностью позволяет корректно определить ее эффективную диэлектрическую проницаемость как теоретически, так и экспериментально.

Другим рассматриваемым в докладе методом является анализ процессов отражения и преломления волн на границах металлических ФК на частотах первой разрешенной зоны. Поскольку ФК в данном случае выступает в роли среды с малыми значениями диэлектрической проницаемости, при возбуждении его границы возможно выполнение условий полного внутреннего отражения, что также дает возможность однозначного определения искомых параметров (рис. 2).

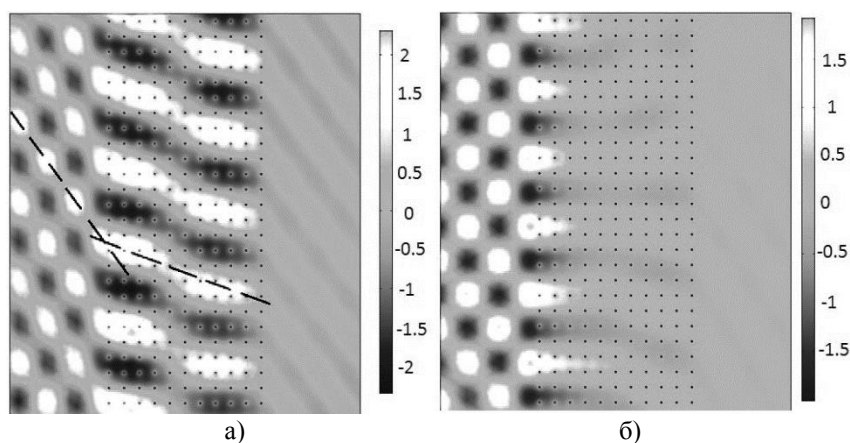


Рис. 2. Пространственные картины преломления и отражения электромагнитной волны при взаимодействии с границами ФК на частоте 12 ТГц. Углы падения –  $35^\circ$ (а) и  $41^\circ$ (б). Пунктирными линиями обозначены поверхности волновых фронтов падающей и прошедшей в ФК волн. Направление прихода волны – слева направо.

Важно, что в диапазоне первой разрешенной зоны металлические ФК являются сильно диспергирующими средами, и описанные методы позволяют установить законы дисперсии, характеризующие свойства таких метаматериалов во всем указанном диапазоне.

С ростом частоты растут потери в материале элементов ФК, поэтому в оптическом, в частности, видимом диапазоне данные методы становятся менее эффективными. В этом случае может быть использован подход, базирующийся на сопоставлении и минимизации расхождений результатов моделирования амплитудно-фазового распределения поля в ФК и однородном диэлектрике, характеризующемся комплексным показателем преломления.

Обладая сверхнизкими значениями эффективной диэлектрической проницаемости, металлические ФК могут выступать в качестве основы для создания устройств преобразования излучений оптического диапазона: различного рода линзовых систем, включая линзы Лüneберга; коллиматоров; волноведущих систем на основе линейных дефектов в структуре ФК, в которых локализация поля достигается за счет полного внутреннего отражения, и т. д.

Работа выполнена при поддержке РФФИ № 15-47-04315.

#### Список литературы

1. J. Brown. Artificial dielectrics having refractive indices less than unity // Proc. Inst. Elect. Eng., vol. 100, part IV, monograph № 62R, p. 51-62, 1953.

# ФОТОАКУСТИЧЕСКИЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ СТРУКТУР С ТАММОВСКИМ ПЛАЗМОНОМ

Е. И. Гиршова<sup>1,3\*</sup>, А. П. Микитчук<sup>2</sup>, А. В. Белоновский<sup>1,3</sup>, К. М. Морозов<sup>1,3</sup>,  
М. А. Калитеевский<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский Академический университет  
194021, Российская Федерация, Санкт-Петербург, ул. Хлопина 8/3

\*E-mail: ilinishna@gmail.com

<sup>2</sup>Белорусский Государственный Университет  
220030, Беларусь, Минск, пр. Независимости, д. 4

<sup>3</sup>Университет ИТМО  
197101, Российская Федерация, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

Предложена схема генерации ультразвуковых волн с использованием оптического возбуждения структур с Таммовским плазмоном. Такие структуры могут обеспечивать полное поглощение возбуждающего лазерного импульса с произвольной длиной волны в металлическом слое, обеспечивая возможность использования инфракрасных полупроводниковых лазеров для возбуждения ультразвуковых волн. Путём моделирования поглощения лазерного импульса структурой, были проанализированы термодинамические и динамические свойства структуры, был найден её оптимальный дизайн. Также было продемонстрировано, что фотоакустический генератор на основе структуры с Таммовским плазмоном может излучать ультразвуковые волны в диапазоне частот до 100 МГц с заранее заданным частотным спектром, при этом эффективность преобразования оптической мощности в звуковую растёт с частотой модуляции лазера и мощностью возбуждения.

Конструкция фотоакустического генератора состоит из брэгговского отражателя, покрытого слоем металла. Со стороны брэгговского отражателя структура освещается лазерным лучом, периодически модулированным во времени. Структура с таммовским плазмоном за счёт полного поглощения лазерного излучения на желаемой длине волны [1] обеспечивает периодическое по времени нагревание и охлаждение металлического слоя, которое приводит к его периодическому расширению и сжатию, порождающему ультразвуковую волну.

Конструкция прибора и выбор материалов должны одновременно обеспечивать: полное поглощение лазерного излучения на нужной длине волны; эффективный нагрев металлического слоя лазерным импульсом; эффективный отвод тепла от металлического слоя во избежание плавления; максимальную амплитуду колебаний поверхности образца.

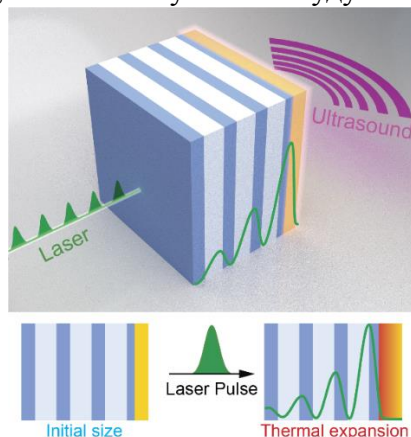


Рис. 1. Схема структуры и принцип действия.

В существующих фотоакустических системах длина волны лазера обычно ограничена сине-зелёной частью спектра. Использование структур с Таммовским плазмоном даёт возможность обеспечить полное поглощение в инфракрасном диапазоне. В этом случае могут быть использованы полупроводниковые лазеры на основе GaAs, излучающие на длине волны 980 нм. Такие лазеры сочетают в себе доступность, высокую мощность и возможность прямой временной модуляции интенсивности для частот до нескольких ГГц [2]. Полупроводниковые лазеры, работающие на длине волны 980 нм,



являются наиболее перспективными для использования в фотоакустических генераторах. Предлагаемый дизайн структуры имеет пик спектра поглощения, соответствующий плазмонному резонансу, на длине волны 980 нм (рис. 2а), при этом электрическое поле локализовано вблизи поверхности металлического слоя (рис. 2б).

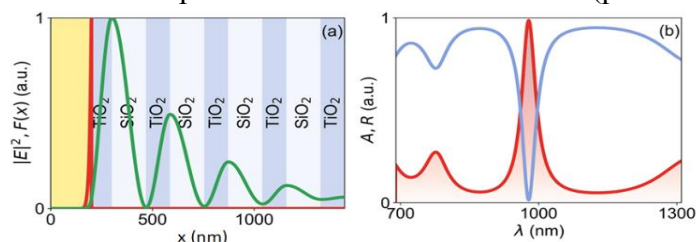


Рис. 2. (а) Схема структуры с таммовским плазмоном. Профиль  $|E(x)|^2$ , рассчитанный при освещении лазером с длиной волны 980 нм со стороны брэгговского отражателя (зеленая линия) и соответствующая этому распределению плотность нагрева (красная линия). (б) Спектры поглощения (красный) и отражения (синий) структуры при освещении со стороны.

Для адекватной работы фотоакустического генератора важны термодинамические характеристики входящих в него материалов. Были проанализированы характеристики различных материалов, и было показано, что структура, в которой в качестве активного элемента используется магний, обладает максимальной эффективностью.

Было рассчитано пространственное и временное распределение температуры структуры при освещении модулированным лазерным сигналом, а затем колебания поверхности за счёт теплового расширения и сжатия (рис. 3). На рисунке видно, что более редкие лазерные импульсы позволяют структуре охлаждаться, что приводит к увеличению амплитуды колебаний. Поскольку мощность ультразвука пропорциональна квадрату амплитуды колебаний поверхности, для эффективного оптоакустического преобразования необходимо обеспечить полноценное охлаждение металла между лазерными импульсами.

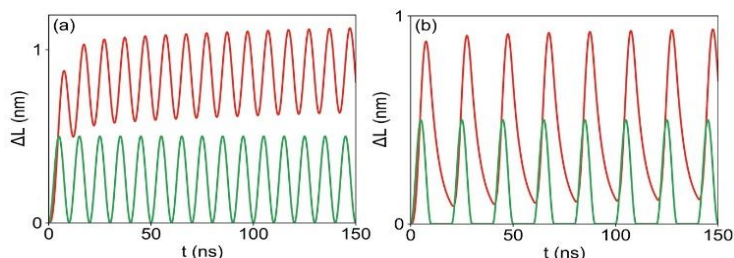


Рис. 3 Колебание поверхности конструкции при нагреве лазером (а) с синусоидальной модуляцией мощности лазера с частотой 100 МГц и средней плотностью потока  $10^6$  Вт / см<sup>2</sup>, (б) с последовательностью синусоидальных импульсов длительностью 10 нс и частотой повторения 50 МГц, средняя плотность потока  $5 \cdot 10^6$  Вт / см<sup>2</sup>.

Таким образом, была предложена новая схема фотоакустического генератора на основе структуры с Таммовским плазмоном. Показано, что эффективность преобразования оптической в звуковую мощность линейно возрастает с увеличением плотности потока и частоты модуляции периодического возбуждения.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 19-52-04005.

#### Список литературы

1. M. A. Kaliteevski, A. A. Lazarenko, N. D. Il'inskaya, et.al. Experimental Demonstration of Reduced Light Absorption by Intracavity Metallic Layers in Tamm Plasmon-based Microcavity // *Plasmonics*, vol. 10 (2), pp. 281-284, 2015.
2. L. J. Mawst, A. Bhattacharya, J. Lopez, et.al. 8 W continuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 980 nm diode lasers // *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69 (11), pp. 1532-1534, 1996.

# ПОЛЯРИЗАЦИЯ СОБСТВЕННЫХ МОД МУЛЬТИСЛОЙНОЙ ФОТОННОЙ СТРУКТУРЫ С НЕМАТИЧЕСКИМ ЖК В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО $T$ -ЭФФЕКТА

В. А. Гуняков<sup>1\*</sup>, А. М. Паршин<sup>1,2</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2</sup>, В. Ф. Шабанов<sup>1</sup>, В. Я. Зырянов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр  
«Красноярский научный центр СО РАН»

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38

\*E-mail: gun@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет

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

Предложен альтернативный способ управления поляризационными и спектральными характеристиками собственных мод хиральной фотонной структуры, не связанный с понижением оптической анизотропии нематической среды при структурных превращениях в условиях магнитного  $T$ -эффекта. Способ основан на эффекте возникновения топологической фазы, плавно возрастающей с момента закручивания нематика выше порогового поля перехода Фредерикса.

Мультислойные фотонные структуры типа резонатора Фабри-Перо на основе распределенных брэгговских зеркал, содержащие закрученный нематический ЖК в качестве дефекта, обладают рядом уникальных оптических особенностей [1, 2], что делает их перспективным материалом для создания различных функциональных элементов в устройствах нанофотоники и оптоэлектроники. Исследование поляризационных и спектральных характеристик оптических мод может быть более информативным для случая фотонной структуры с планарно ориентированным слоем нематика, хиральность которого плавно индуцируется магнитным полем, приложенным в плоскости этого слоя (рис. 1). Если силовые линии магнитного поля перпендикулярны директору  $\mathbf{n}$  (оптической оси) однородного слоя ЖК, происходит ориентационный переход Фредерикса, в результате которого реализуется чистая деформация закручивания ( $T$ -эффект [3]). Особенностью перехода является то, что структурные превращения в нематическом ЖК не сопровождаются понижением оптической анизотропии среды. В силу этого любые смещения оптических мод в спектре, связанные с изменением необыкновенного показателя преломления, будут исключены. Поэтому наряду с синим сдвигом резонаторных  $o$ -мод возможно наблюдение встречного сдвига  $e$ -мод в красную область спектра, обусловленного вкладом топологической фазы [1].

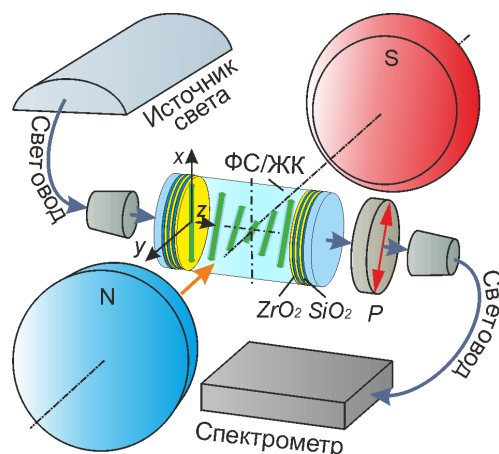


Рис.1. Магнитооптическая установка для исследования поляризационных и спектральных характеристик мультислойной фотонной структуры с нематическим ЖК в режиме  $T$ -эффекта. Нематические молекулы (обозначены черточками) первоначально упорядочены вдоль оси  $x$  лабораторной системы координат; поле  $\mathbf{H}$  направлено вдоль оси  $y$ .  $P$  – поляризационный элемент.

В данной работе экспериментально и теоретически исследованы поляризацион-



ные и спектральные характеристики резонаторных мод фотонной структуры  $ZrO_2(SiO_2/ZrO_2)^5$ -ЖК- $(ZrO_2/SiO_2)^5ZrO_2$  с нематическим ЖК в условиях порогового  $T$ -эффекта, индуцированного магнитным полем (рис. 1). Здесь  $SiO_2$  и  $ZrO_2$  – оптически изотропные слои оксидов с низким ( $n_1 = 1.45$ ) и высоким ( $n_2 = 2.05$ ) показателями преломления и толщинами 82 нм и 63 нм, соответственно. Периодичность структуры продвигает фотонную запрещенную зону в спектре пропускания в интервале длин волн 424–624 нм. Наличие дефекта приводит к возникновению в фотонной зоне узких резонансов, называемых локализованными модами. В качестве дефектного ЖК слоя толщиной  $\sim 7.4$  мкм использовался нематический ЖК 4-н-пентил-4'-цианобифенил. Электромагнит способен генерировать магнитное поле до  $\sim 15$  кЭ в зазоре 40 мкм. После включения электромагнита силовые линии магнитного поля проникали сквозь слой ЖК параллельно плоскостям зеркал ячейки в направлении, перпендикулярном директору  $\mathbf{n}$  однородного слоя.

Приложение напряженности магнитного поля выше критической  $H_c = 6.5$  кЭ приводит к переориентации директора в объеме ЖК вдоль силовых линий, и происходит формирование хиральной структуры. Наблюдаемые при этом изменения поляризационных и спектральных характеристик собственных мод регистрировались с использованием спектрометра HR4000 (Ocean Optics) при фиксированной температуре образца  $26^\circ\text{C}$ . В частности, обнаружено возникновение поляризационного смешивания мод в спектре пропускания. Продемонстрированы встречные неординарные смещения мод ортогональных собственных поляризаций, обусловленные вкладом неадиабатической топологической фазы. Установлены линейный характер поляризации сближающихся мод на зеркалах, а также синхронная трансформация их состояний поляризации. Полученные экспериментальные результаты подтверждаются численным моделированием спектров пропускания хиральной фотонной структуры, выполненным в рамках метода матрицы переноса. Предложенный способ перестраивания дефектных мод может найти применение для целей фильтрации, переключения и оптической модуляции световых потоков в устройствах фотоники и оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-52-52006.

#### Список литературы

1. I.V. Timofeev, V.A. Gunyakov, V.S. Sutormin, et.al. Geometric phase and  $o$ -mode blueshift in a chiral anisotropic medium inside a Fabry-Perot cavity // Phys. Rev. E, vol. 92, P. 052504, 2015.
2. V.A. Gunyakov, I.V. Timofeev, M.N. Krakhalev, et.al. Electric field-controlled transformation of the eigenmodes in a twisted-nematic Fabry-Perot cavity // Sci. Rep., vol. 8, 16869, 2018.
3. L.M. Blinov, Structure and Properties of Liquid Crystals, Topics in Applied Physics, Springer, 2010.

# СИНХРОННО УПРАВЛЯЕМЫЕ ДЕФЕКТНЫЕ МОДЫ В СПЕКТРАХ ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ФОТОННОЙ СТРУКТУРЫ С НЕМАТИЧЕСКИМ ЖК

В. А. Гуняков<sup>1</sup>, В. С. Сутормин<sup>1,2\*</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2</sup>, С. А. Мысливец<sup>1,2</sup>, В. Я. Зырянов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр  
«Красноярский научный центр СО РАН»

660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38

\*E-mail: sutormin@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет

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

Предложен способ электроуправляемого синхронного перестраивания оптических мод в спектрах пропускания и отражения на основе структурных превращений в двухчастотном нематическом ЖК, используемом в качестве дефектного слоя асимметричной мультислойной фотонной структуры с металлической пленкой.

Мультислойные фотонные структуры с включением жидкокристаллических (ЖК) компонентов [1] благодаря своим уникальным свойствам могут использоваться как управляемые узкополосные спектральные фильтры в различных областях, например, в системах с плотным спектральным мультиплексированием, для возбуждения флуоресценции в спектральных исследованиях, волоконно-оптической связи и т. д. Однако фильтры подобного типа имеют спектральные отклики в пропускании и отражении, которые являются дополняющими друг друга, т. е. коэффициент отражения пропускающего фильтра в максимуме резонансной длины волны имеет минимальное значение, а для отражающего – наоборот. Большой интерес представляют структуры, которые могут работать синхронно как в режиме пропускания, так и в режиме отражения [2]. В частности, асимметричная фотонная структура с ультратонкой металлической пленкой позволяет получать пики отражения и пропускания на одной и той же частоте, а также синхронно управлять их спектральным положением.

В данной работе исследована возможность синхронного перестраивания оптических мод в спектрах пропускания и отражения асимметричной фотонной структуры, содержащей двухчастотный нематический ЖК в качестве управляемого электрическим полем дефекта. Исследуемая структура имеет следующую конфигурацию:  $\text{Cr}(\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2)^3\text{-ЖК-(ZrO}_2/\text{SiO}_2)^5\text{ZrO}_2$  (рис. 1).

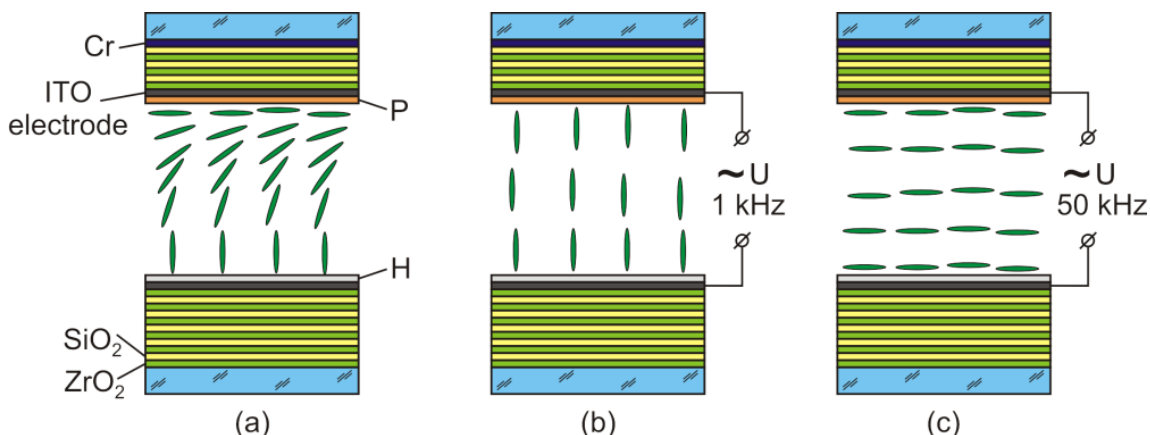


Рис.1. Структурные превращения в асимметричной мультислойной фотонной структуре, содержащей двухчастотный нематический ЖК. Символы *P* и *H* – ориентирующие слои для планарного (*P*) и гомеотропного (*H*) упорядочения нематических молекул (обозначены зелеными эллипсами).

Здесь Cr – тонкая (5 нм) металлическая пленка на входном зеркале; SiO<sub>2</sub> и ZrO<sub>2</sub> – оптически изотропные слои оксидов с низким ( $n_1 = 1.45$ ) и высоким ( $n_2 = 2.05$ ) показате-

телями преломления и толщинами 95 нм и 60 нм, соответственно. Периодичность структуры продуцирует фотонную запрещенную зону в спектре пропускания в интервале длин волн 410–640 нм. Наличие дефекта приводит к возникновению в фотонных зонах узких резонансов, называемых локализованными модами. В качестве дефектного ЖК слоя толщиной ~5 мкм использовалась двухчастотная нематическая смесь MLC-2048 (Merck). Диэлектрическая проницаемость данного ЖК при 20°C составляет +3.2 при частоте приложенного электрического поля  $f = 1$  кГц и -3.1 при  $f = 50$  кГц [3]. В исходном состоянии формируется гибридная конфигурация директора (оптической оси ЖК) (рис. 1а). Для получения такой конфигурации зеркала покрываются ориентирующими слоями  $P$  и  $H$ , которые задают для используемого ЖК планарное и гомеотропное поверхностное сцепление, соответственно. Тонкие (~150 нм) ИТО электроды, напыленные на поверхность мультислоев, обеспечивают возможность управления структурными превращениями нематической смеси электрическим полем, направленным нормально к плоскости слоев.

Приложение переменного напряжения частотой 1 кГц приводит к ориентации директора в объеме ЖК вдоль электрического поля, вследствие положительной диэлектрической анизотропии нематической смеси, и происходит формирование ориентационной структуры близкой к гомеотропной (рис. 1б). Переориентация директора перпендикулярно электрическому полю наблюдается при приложении напряжения частотой 50 кГц, поскольку при данной частоте смесь MLC-2048 имеет отрицательную диэлектрическую анизотропию. В результате в зазоре формируется конфигурация директора близкая к планарной (рис. 1с). Спектр отражения асимметричной фотонной структуры с Sr-пленкой в исходном состоянии представляет собой набор резонансных пиков, максимумы которых совпадают с модами спектра пропускания. Переключение частоты приложенного напряжения приводит к синхронному смещению дефектных мод спектров отражения и пропускания в процессе переориентации директора ЖК. Предложенный способ электроуправляемого синхронного перестраивания дефектных мод может найти применение для целей фильтрации, переключения и оптической модуляции световых потоков в устройствах фотоники и оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-52-52006.

#### Список литературы

1. В.Г. Архипкин, В.А. Гуняков, С.А. Мысливец, и др. Электро- и магнитооптическое переключение дефектных мод в одномерных фотонных кристаллах // ЖЭТФ, Т. 139, с. 666–678, 2011.
2. W. Shen, X. Sun, Yu. Zhang, et.al. Narrow band filters in both transmission and reflection with metal/dielectric thin films // Opt. Commun. Vol. 282, pp. 242–246, 2009.
3. Y.-C. Hsiao, I.V. Timofeev, V.Ya. Zyryanov, et.al. Hybrid anchoring for a color-reflective dual-frequency cholesteric liquid crystal device switched by low voltages // Opt. Mater. Express, Vol. 5, pp. 2715–2720, 2015.

# ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ ДИАПАЗОНА L1 В ЛЕДОВЫХ ПОКРОВАХ ПРЭСНОВОДНЫХ ВОДОЕМОВ

Д. С. Макаров<sup>1\*</sup>, Д. В. Харламов<sup>1</sup>, А. В. Сорокин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр  
Сибирского отделения Российской академии наук»

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

\*E-mail: ikivt@yandex.ru

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО Сибирский федеральный университет

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

Рассмотрены ключевые особенности интерференционных эффектов сигналов навигационных спутников на ледовых покровах пресноводных водоемов. Приведены графики зависимостей пространственно-временных характеристик суперпозиции прямых и отраженных сигналов от слоя льда.

Сигналы навигационных спутников (далее НС) имеют значимый аналитический ресурс для реализации непрерывного мониторинга земных покровов, атмосферы, ионосферы. Многолучевость позволяет по изменению характеристик отраженного или рассеянного средами сигнала восстанавливать значимые для практики свойства этих сред.

**Радиофизические свойства пресных льдов и воды в диапазоне частот навигационных спутников L1.** Основные радиофизическими характеристики пресных воды и льда существенно различаются. Комплексные диэлектрическая проницаемость (далее КДП) и показатель преломления в диапазоне 1,5–1,6 ГГц при температурах 0°C существенно различаются. Сухой лёд имеет следующие значения  $\epsilon' \sim 3,0\text{--}3,2$  и  $\epsilon'' \sim 0,0003$ , вода  $\epsilon' \sim 86$  и  $\epsilon'' \sim 7$ . Действительная и мнимая части показателя преломления имеют значения для льда  $\alpha \sim 1,75$ ,  $\beta \sim 0$  для воды  $\alpha \sim 9,27$ ,  $\beta \sim 2,65$ .

Характерные средние размеры ледовых покровов озер Сибири: толщины –  $1 \text{ см} < d < 1\text{--}2 \text{ м}$ ; микрокристаллов льда и микрообъемов воды –  $a \leq 1 \text{ см}$ . Длины волн  $\lambda$  несущей частоты диапазона L1: GPS – 19,04 см, ГЛОНАСС – 18,8–18,9 см. Отношение характерных линейных размеров льда и длины волны: ледовых покровов озерных пресноводных водоемов и длин волн следующие:  $a/\lambda < 1$ ,  $d/\lambda \leq 1$  или  $> 1$ .

**Модель интерференционных рефлектограмм слоистой структуры лед-вода.** Рефракционные характеристики влажного льда как смешанного диэлектрика из зерен льда и жидкой воды при температурах вблизи 0°C слабо взаимодействуют. Это позволяют рассчитать КДП льда слоя влажного льда, определяющей коэффициенты отражения и поглощения, являющиеся параметрами пространственно-временной функции интерференционных рефлектограмм (далее – ИР). [1]

КДП влажного льда  $\epsilon_{\text{вл}}$  определяется:

$$(\epsilon_{\text{вл}})^\gamma = W_{\text{л}}(\epsilon'_{\text{л}})^\alpha + W_{\text{в}}(\epsilon'_{\text{в}})^\gamma, \quad (1)$$

где  $W_{\text{л}}$ ,  $W_{\text{в}}$  объемные доли льда и воды смеси вода + лед,  $\gamma$  – коэффициент, варьируется от 0 до 1, определяется экспериментально или из теоретических предположений.

Рефракционные параметры среды  $n = \alpha + i\beta = \sqrt{\epsilon\epsilon}$ , где  $\alpha$  – коэффициент преломления,  $\beta$  – показатель поглощения модельной среды – влажного льда.

Вещественные и мнимые части комплексных значений  $\epsilon$  и  $n$  связаны соотношениями:  $\epsilon' = \alpha^2 - \beta^2$ ,  $\epsilon'' = 2\alpha\beta$ . Показатели преломления и поглощения соответственно определяются выражениями:  $\alpha = \sqrt{(\sqrt{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)} + \epsilon')}/\sqrt{2}$  и  $\beta = \sqrt{(\sqrt{(\epsilon'^2 + \epsilon''^2)} - \epsilon')}/\sqrt{2}$ .

Существенные различия  $\alpha$  и  $\beta$  воды и льда являются чувствительными параметрами отражательных и рассеивающих характеристик ледяных покровов.

Теоретическое рассмотрение ИР сигналов НС для вариантов ледового покрова от ледостава до таяния предполагает несколько этапов с учетом двух параметров – толщины льда  $d$  в сравнении с длиной волны излучения НС  $\lambda = 19 \text{ см}$  и его влажности, с объемными долями  $V_{\text{л}}$  и  $V_{\text{в}}$  от 0 до 1.

**Регистрация интерференционных рефлектограмм ледовых покровов.** Проведен сеанс тестовой регистрации ИР ледового покрытия пресноводного водоема вблизи города Красноярск 26.03.2020 г. Толщина льда составляла 64 см. Регистрация ИР осуществлялась с помощью портативного специализированного приемника-регистратора НСРП-04, изготовитель ООО «Инжиниринговое бюро Феникс», г. Красноярск. Использована антенна для приема сигналов с право круговой поляризацией. Высота расположения фазового центра антенны, регистрирующей ИР над льдом, составляет 3,5 м.

В масштабах размеров водоема волновой фронт сигналов НС практически плоский и направление его распространения указывается волновым вектором [2]. В точке расположения антенны формируется интерференционное поле в результате сложения прямой волной и многих отраженных от границ раздела: воздух-лед, однократное отражение и лед – вода, с двукратным прохождением толщи льда и границы раздела – воздух-лед. [3] От последующих отраженных волн с разностью хода меньшей длины когерентности излучения НС мощности сигналов уменьшаются в геометрической прогрессии, их вклад в формирование ИР мал. Указанная выше схема регистрации позволила регистрировать устойчивые ИР. На рис.1 приведены примеры ИР, полученные во время измерений.

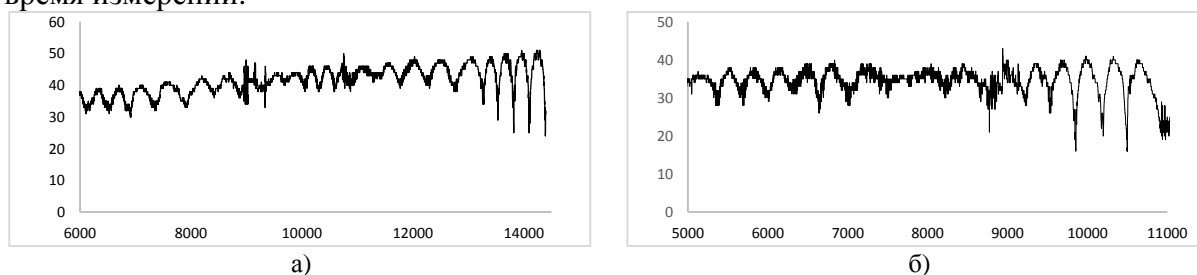


Рис. 1 Пространственно-временная зависимость сигнала спутника: а) ГЛОНАСС 14, б) GPS 16 отраженных от ледового покрова

Различия ИР обусловлены как толщиной льда, так и его влажностью. Функция амплитуды интерференционного сигнала зависит от регистрируемых угловых координат расположения спутника, толщины и комплексного показателя преломления льда. Тестирования влажного льда на прочность проводится регулярно в весенний период любителями подледного лова, порой ценой жизни. Поэтому разработка метода непрерывного мониторинга прочности льда с использованием ГНСС-рефлектометрии имеет перспективу создания «прочномера» весеннего льда, аналогичного в эксплуатации современному навигатору. ГНСС – рефлектометрия ледового покрова пресноводных водоемов дает возможность определять коэффициенты отражения и толщину льда с восстановлением его влажности, и, соответственно, его механической прочности. Это создаёт основу для разработки специализированных устройств, которые могут быть использованы для мониторинга ледовых покровов в оперативном и круглосуточном режиме.

#### Список литературы

1. 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. Т. 14, №2. сс. 167-174, 2017.
2. S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. GNSS Remote Sensing. New York, London.: Springer Dordrecht Heidelberg, 286 p., 2014.
3. Д.С. Макаров, А.В. Сорокин, Д.В. Харламов. Использование сигналов навигационных спутников в мониторинге земных покровов // Сибирский журнал науки и технологий, Т. 20, № 1., сс. 8–19, 2019.

# СИНТЕЗ ОПАЛОВ ИЗ ЧАСТИЦ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА В ДИСПЕРСИОННЫХ СРЕДАХ С РАЗЛИЧНОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

И. В. Немцев<sup>1\*</sup>, О. В. Шабанова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50, г. Красноярск, 660036

\*e-mail: ivan\_nemtsev@mail.ru

<sup>2</sup>СКТБ «Наука» ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50/45, г. Красноярск, 660036

Фотонные кристаллы (ФК) – это структуры, имеющие пространственную архитектуру с периодически изменяющейся сложной диэлектрической функцией в масштабах, сопоставимых с длинами волн света в требуемом частотном диапазоне. Цель данного исследования – получение трёхмерных ФК методом самосборки из субмикронных сферических монодисперсных частиц полиметилметакрилата (ПММА) в дисперсионных средах с различной вязкостью.

Фотонные кристаллы представляются перспективными оптическими материалами для фундаментальных исследований и практического применения в различных областях техники благодаря своим выдающимся свойствам, таким как фотонная запрещённая зона (ФЗЗ), селективность по длине волны света и высокоэффективная фотолуминесценция [1].

Среди ФК опалы (искусственные и природные) выделяются как особый класс. Опалы представляют собой трёхмерные периодические структуры, привлекающие внимание [2]. Это обусловлено тем фактом, что такие материалы могут быть получены с использованием относительно простых и недорогих методов производства, а также наличием значительной площади поверхности трёхмерных, высокоточных, упорядоченных шаблонов опала. Очевидно, что наиболее подходящий способ получения коллоидного кристалла – опала – заключается в подходе самосборки [2], наиболее популярные методы которого состоят в гравитационном осаждении, вертикальном осаждении, осаждении в мениске, и т. д. [3], [4].

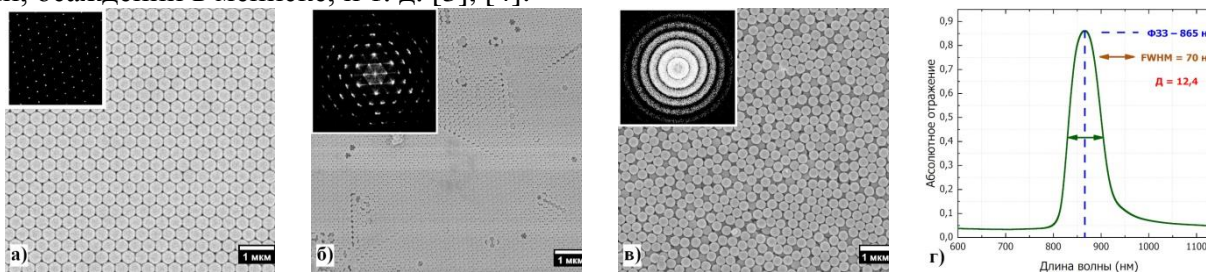


Рис. 1. РЭМ-изображения поверхности (111) опалов на основе субмикросфер ПММА, полученных в: (а) – водной среде (на вставке – Фурье-преобразование, демонстрирующее монокристаллическую структуру); (б) – водной среде с добавлением 70 мл ДМСО; (в) – водно-ацетоновой среде (70 мл ацетона). (г) – спектр абсолютного отражения, полученный от поверхности (111), представленной на рисунке (а).

В данной работе получены трёхмерные опаловые шаблоны (рис. 1) на основе субмикронных монодисперсных [5] сферических частиц ПММА в различных дисперсионных средах [6]. В качестве контрольного образца методом классической безэмульгаторной полимеризации получены субмикрочастицы ПММА в водной среде (100 мл метилметакрилата (ММА) и 620 мл дистиллированной воды) [7]. Для синтеза частиц с переменными свойствами выбраны дисперсионные среды с добавлением диметилсульфоксида (ДМСО) (100 мл ММА, 550 мл дистиллированной воды, 70 мл ДМСО) и ацетона (100 мл ММА, 550 мл дистиллированной воды, 70 мл ацетона). Т. о., объём ММА и суммарный объём эмульсии были постоянными: 100 и 720 мл, соответственно. Объёмные концентрации ацетона и ДМСО были взяты произвольно. Было установлено, что добавки существенно влияют на размер и степень усадки синтезируемых частиц.

Так, растровая электронная микроскопия (РЭМ) выявила (рис. 2) различную степень усадки [6] субмикросфер ПММА под воздействием [8] электронного пучка (3 кВ, 10 нА) в зависимости от дисперсионной среды, в которой они были получены. Более

того, микрочастицы, полученные в разных условиях, в процессе пробоподготовки деформировались в различной степени. На рис. 2а и 2б видно, что субмикрочастицы перестали быть сферическими.

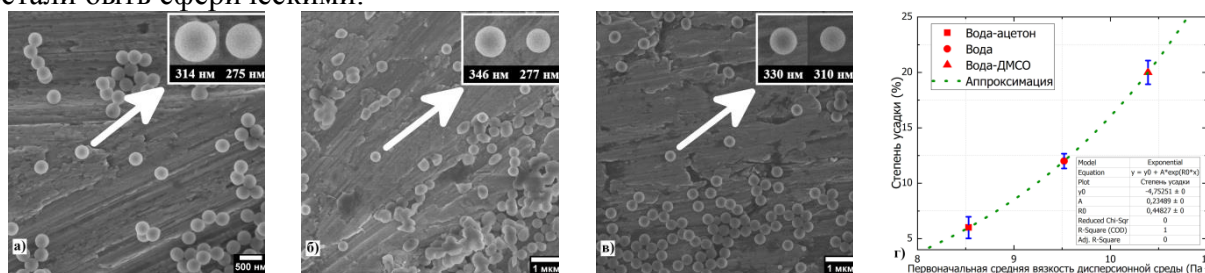


Рис. 2. РЭМ-изображения субмикрочастиц из ПММА полученных в: (а) – водной среде; (б) – дисперсионной среде вода-ДМСО; (в) – водно-ацетоновой дисперсионной среде; (г) – зависимость усадки субмикрочастиц ПММА от первоначальной средней вязкости дисперсионной среды.

Различные свойства сферических частиц обусловлены в первую очередь вязкостью дисперсионной среды. Для оценки средней первоначальной вязкости использовалось классическое правило Грунберг–Ниссана для жидкой смеси:

$$\ln \mu_{mix} = \sum x_i \ln \mu_i, \quad (1)$$

где  $\mu_{mix}$  – вязкость жидкой смеси;  $\mu_i$  – вязкость жидкой компоненты  $i$ ;  $x_i$  – молярная фракция компоненты  $i$  в жидкой смеси.

Также немаловажную роль играют поверхностное натяжение и показатель растворимости дисперсионной среды. Т.о., подбирая баланс между вышеперечисленными параметрами, представляется возможным получать субмикросферы ПММА с переменными свойствами.

В данной работе синтезированы субмикронные сферические монодисперсные частицы ПММА в дисперсионных средах с различной вязкостью. На их основе методом самосборки получены ФК шаблоны опалов с различной иерархией (от поликристаллических до монокристаллических с высокой степенью упорядочения).

Исследование выполнено при поддержке Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН и РФФИ № 18-42-243013.

#### Список литературы

1. J. Zhou *et al.*, “Large-area crack-free single-crystal photonic crystals via combined effects of polymerization-assisted assembly and flexible substrate,” *NPG Asia Mater.*, vol. 4, no. 8, p. e21, Aug. 2012.
2. J. Zhang, Z. Sun, and B. Yang, “Self-assembly of photonic crystals from polymer colloids,” *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, vol. 14, no. 2, pp. 103–114, Apr. 2009.
3. Q. Zhao *et al.*, “Large-scale ordering of nanoparticles using viscoelastic shear processing,” *Nat. Commun.*, vol. 7, p. 11661, Jun. 2016.
4. Q. Zhao *et al.*, “Nanoassembly of Polydisperse Photonic Crystals Based on Binary and Ternary Polymer Opal Alloys,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 4, no. 10, pp. 1494–1500, Oct. 2016.
5. I. V. Nemtsev, I. A. Tambasov, A. A. Ivanenko, and V. Y. Zyryanov, “Angle-resolved reflection spectroscopy of high-quality PMMA opal crystal,” *Photonics Nanostructures – Fundam. Appl.*, vol. 28, pp. 37–44, 2018.
6. I. V. Nemtsev, O. V. Shabanova, N. P. Shestakov, A. V. Cherepakhin, and V. Y. Zyryanov, “Morphology stability of polymethylmethacrylate nanospheres formed in water – acetone dispersion medium,” *Appl. Phys. A*, vol. 125, pp. 738–750, 2019.
7. I. V. Nemtsev, O. V. Shabanova, and A. V. Shabanov, “Electron microscopy investigation of polymethylmethacrylate spherical particles & artificial opals based on it,” *Sib. J. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 41, pp. 126–129, 2012.
8. О. В. Шабанова, А. В. Шабанов, И. В. Немцев, “Исследование условий получения монодисперсных сферических частиц полиметилметакрилата,” *Сибирский журнал науки и технологий*, Т.4, №37, сс. 201–205, 2011.



# ОПТИЧЕСКИЕ СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КОНТИНУУМЕ В ОДНОМЕРНОЙ ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

П. С. Панкин<sup>1,2\*</sup>, Б.-Р. Ву<sup>3</sup>, Ж.-Х. Янг<sup>3</sup>, Г.-П Чэнь<sup>3</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2</sup>, А. Ф. Садреев<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79

\*E-mail: pavel-s-pankin@iph.krasn.ru

<sup>3</sup>National Chiao Tung University  
71150, Taiwan, ROC, Tainan, Gaofa 3rd Rd., bld. 301

Показано и экспериментально подтверждено существование связанных состояний в континууме за счет полной деструктивной интерференции состояний ТЕ и ТМ поляризаций в одномерной слоистой структуре с анизотропным резонатором.

Связанное состояние в континууме (ССК) – это классический парадокс для квантовой частицы, волновая функция которой является локализованной (квадратично интегрируемой), в то время как энергия частицы положительна и лежит в континууме распространяющихся состояний. Оптический аналог ССК – это локализованные безызлучательные решения уравнений Максвелла выше световой линии [1]. Концепция ССК позволяет реализовать резонансные оптические моды с настраиваемой добротностью, посредством управления скоростью утечки энергии из локализованного состояния в континуум распространяющихся мод через изменение какого-либо параметра структуры. При этом добротность резонанса может достигать рекордных значений, и с приближением к ССК ограничивается только материальными потерями в структуре и несовершенствами её изготовления. Недавно в [2] нами были предсказаны и экспериментально обнаружены ССК в структуре, состоящей из одномерного полубесконечного фотонного кристалла (ФК), сопряженного с анизотропным дефектным (резонаторным) слоем, покрытым металлической пленкой (рис. 1). Зонная структура ФК зависит от поляризации распространяющегося света – под углом Брюстера для ТМ-волны существует непрерывный континуум. В приближении слабой дисперсии материалов ТМ-континуум распространяется на произвольные частоты падающего излучения. На рис. 1 ТМ-континууму соответствует черная наклонная прямая. При этом ТЕ-волна, распространяющаяся под углом Брюстера, имеет запрещенную зону в оптической области спектра, обеспечивающую существование локализованных решений в анизотропном слое для дефектных (резонаторных) мод ФК. Таким образом, в предложенной структуре возможна реализация ССК.

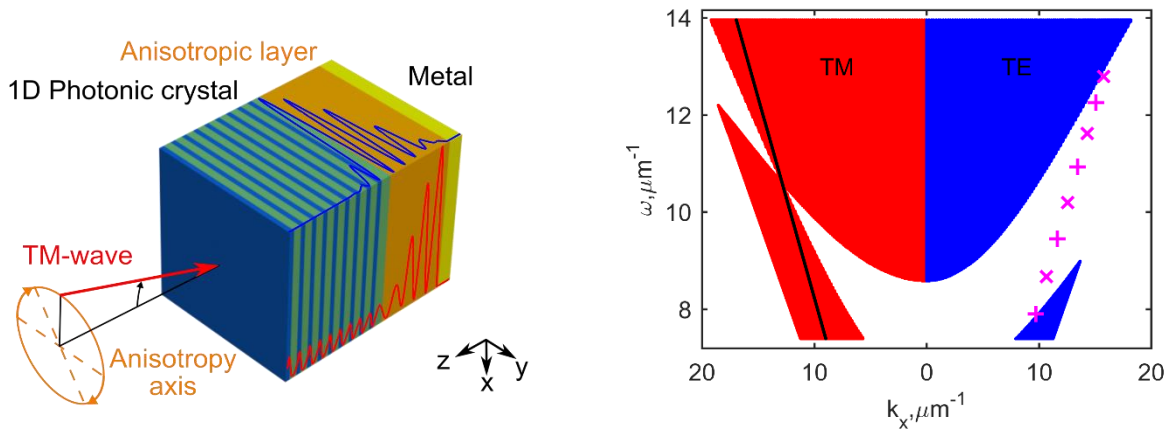


Рис.1. Анизотропный резонаторный слой, заключенный между одномерным фотонным кристаллом и металлической пленкой (слева). Зонная структура фотонного кристалла (справа). Пурпурными крестиками и плюсиками показаны аналитические решения соответственно для антисимметричных и симметричных связанных состояний в континууме. Черная линия соответствует углу Брюстера.



Экспериментальный образец для нахождения оптических ССК был выполнен в виде резонатора с зеркалом из золота (300 нм) с одной стороны, и ФК, выполненного из 8 пар чередующихся слоев  $\text{SiO}_2$  (145 нм) и  $\text{TiO}_2$  (94 нм), с другой. Оба зеркала были осаждены на стеклянные подложки, при этом для нанесения слоя золота использовалась плоско-выпуклая подложка для обеспечения толщины зазора в 1,375 мкм, который затем заполнялся жидкокристаллической смесью E7. Для обеспечения планарной ориентации жидкого кристалла, на ФК зеркало наносился слой полиметилметакрилата (ПММА) (200 нм), с последующей натиркой, задающей направление оптической оси. Для выполнения условия Брюстера в ФК, ТМ-поляризованное излучение галогеновой лампы вводилось в структуру через стеклянную призму, а отраженное от образца излучение выводилось через оптическое волокно в спектрофотометр. Для управления величиной связи локализованной моды с континуумом, образец вращался на поворотном столике, позволяющем изменять угол  $\phi$  между направлением оптической оси анизотропного слоя и плоскостью падения.

Измеренные и рассчитанные методом Берремана спектры отражения (рис. 2) хорошо согласуются друг с другом, и демонстрируют наличие коллапсов резонансных линий, свидетельствующих о реализации ССК. В спектрах наблюдаются ССК двух типов. Для углов  $\phi = 0^\circ$  и  $90^\circ$  – ССК, защищенные симметрией, которые реализуются из-за ортогональности локализованного решения (ТЕ-поляризация) и решения в ФК-волноводе (ТМ-поляризация). Для некоторых промежуточных углов  $\phi$  наблюдаются ССК типа Фридриха-Винтгена [3]. Их существование объясняется полной деструктивной интерференцией обыкновенной и необыкновенной волн, при выходе из анизотропного дефектного слоя в ФК-волновод, так как различие в набеге фаз волн зависит от угла поворота  $\phi$ . Полученные спектры также убедительно свидетельствуют о возможности управления спектральным положением и добротностью резонаторных мод.

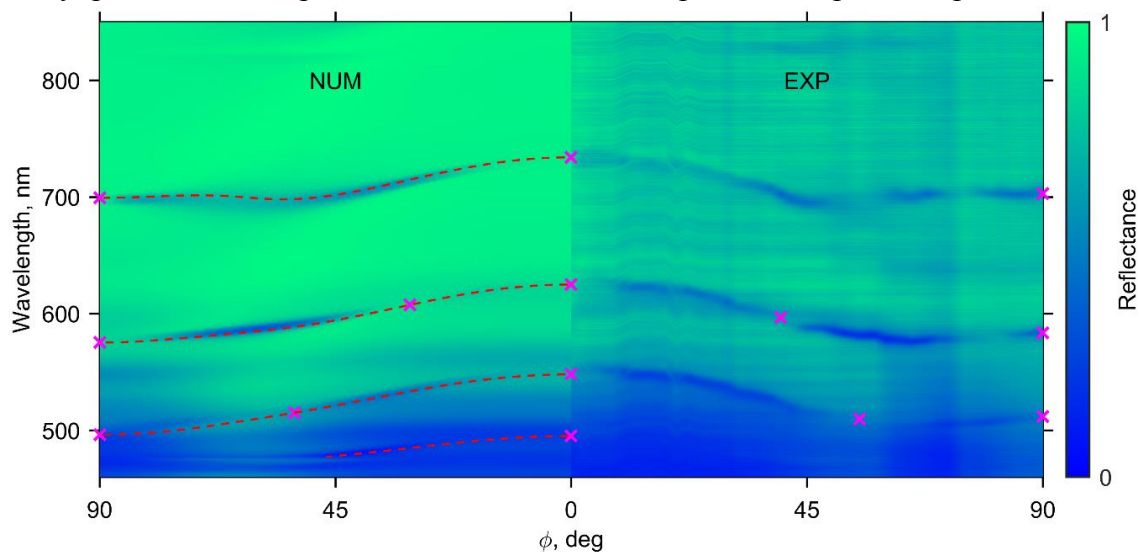


Рис. 2. Рассчитанный (слева) и измеренный (справа) спектры отражения структуры. Красными линиями показано решение дисперсионного уравнения для микрорезонаторной моды. Пурпурными крестиками показаны аналитические решения для связанных состояний в континууме (слева), а также экспериментально наблюдаемые коллапсы резонансной линии (справа).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-52-52006.

#### Список литературы

1. C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, et al. Bound states in the continuum. // Nat. Rev. Mater, vol. 1 (9), pp 16048 (1-13), 2016.
2. P.S. Pankin, B.-R. Wu, J.-H. Yang, et.al. One-dimensional photonic bound states in the continuum // Nat. Comm. Phys., vol. 3 (91), pp 1-8, 2020.
3. H. Friedrich, D. Wintgen. Interfering resonances and bound states in the continuum. // Phys. Rev. A, vol. 32, pp 3231–3242, 1985.

## ВЫХОД ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ИЗ АСИММЕТРИЧНОГО РЕЗОНАТОРА С МНОГОСЛОЙНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

П. С. Панкин<sup>1,2\*</sup>, А. В. Шабанов<sup>1</sup>, Д. С. Бузин<sup>2</sup>, А. И. Краснов<sup>2</sup>, С. В. Наболь<sup>2</sup>,  
В. А. Гуняков<sup>1</sup>, В. П. Вяткин<sup>4</sup>, Ф. В. Зеленов<sup>3</sup>, А. Н. Масюгин<sup>3</sup>, И. В. Немцев<sup>4,3</sup>,  
М. Н. Волочаев<sup>1</sup>, С. Я. Ветров<sup>2,1</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет

660041, Российская Федерация, Красноярск, пр.Свободный, д 79

\*E-mail: pavel-s-pankin@iph.krasn.ru

<sup>3</sup>АО «НПП «Радиосвязь»

660021, Российская Федерация, г. Красноярск, ул. Декабристов, д. 19

<sup>4</sup>ФИЦ КНЦ СО РАН

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д 50

Работа посвящена исследованию выхода люминесценции красителя, помещенного в асимметричную оптическую ячейку, состоящих из двух многослойных зеркал с разным количеством периодов с каждой из сторон. Показано увеличение выхода люминесценции в асимметричной ячейке, по сравнению со случаем с одинаковыми зеркалами.

Современные микроскопические исследования [1] показывают, что иридопласты и хлоропласты в листьях растений имеют многослойную диэлектрическую структуру, из периодически расположенных гран (стопок тилакоидов), промежутки между которыми заполнены прозрачной жидкостью – стромой. Период таких структур соизмерим с длиной волны видимого света, поэтому их можно рассматривать как одномерные фотонные кристаллы (ФК). Помимо наличия брэгговского отражения [2], определяющего цвет листьев растений, ФК также позволяет осуществить локализацию света на краевой моде, что может способствовать увеличению эффективности первичной, оптической, стадии фотосинтеза, даже в условиях недостаточной освещенности [3]. Анализ микрофотографий хлоропластов растений показывает наличие в них структур, которые можно рассматривать как ФК с дефектом, причем пространственное положение дефектного слоя в ФК-структуре может быть несимметричным. В данной работе выдвигается гипотеза о возможности увеличения эффективности первичной стадии фотосинтеза в ФК-структуре, за счет локализации света на длине волны дефектной моды, а также ее эффективного возбуждения, благодаря несимметричному положению дефектного слоя. Для проверки гипотезы нами был проведен расчет спектров поглощения, а также пространственного распределения плотности электромагнитного поля в ФК-структуре с фиксированным числом слоев, для различного положения дефектного слоя (рис. 1).

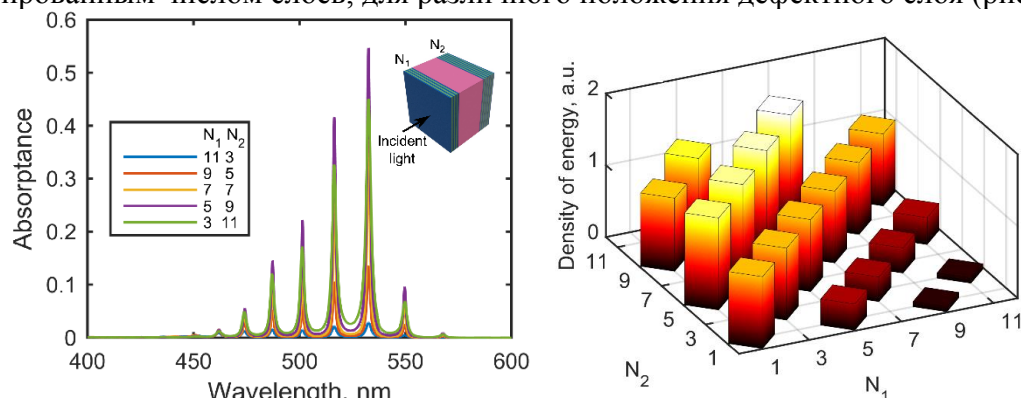


Рис. 1. Рассчитанный спектр поглощения оптической ячейки с раствором родамина 6G в метаноле, при различном положении дефектного слоя в структуре (слева). Рассчитанная плотность энергии электромагнитного поля на длине волны дефектной моды  $\lambda = 533$  нм (справа).

В качестве материала дефектного слоя был выбран раствор красителя родамин 6G в метаноле (концентрация 0,0005 М, толщина дефекта 6 мкм), а для материала многослойных зеркал – нитрид  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (толщина 60 нм) и оксид  $\text{SiO}_2$  (толщина 86 нм) кремния

на стеклянной подложке. Расчет был выполнен методом трансфер-матрицы с использованием табличных экспериментальных данных для показателей преломления материалов. Численные данные показывают, что максимум величины поглощения света и плотности электромагнитного поля на длине волны дефектной моды соответствует асимметричному случаю со сдвинутым на один период в сторону падающего луча относительно центра дефектным слоем. При этом пропускание системы остается неизменным при сдвиге на один период в любую из сторон. Данный вывод согласуется с рассуждениями, полученными в рамках временной теории связанных мод. В рамках этого подхода необходимо рассмотреть пути релаксации энергии из дефектной моды, которые обусловлены пропусканием света через каждое из зеркал, а также его поглощением в слое красителя. При этом квадрат амплитуды локализованной моды имеет нелинейную зависимость с максимумом, соответствующем сдвигу на один период:

$$|E|^2 \propto \left| \frac{\sqrt{2\beta e^{-(N_1-1)/2}}}{(\alpha + \beta e^{-(N_1-1)/2} + \beta e^{-(N-N_1-1)/2})} \right|^2, N = N_1 + N_2 = const, \quad (1)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  – некоторые постоянные ( $\alpha \ll 1$ ). Качественное подтверждение гипотезы дает визуальное наблюдение различного выхода фотолюминесценции асимметричной ячейки, при облучении ее с разных сторон зеленым лазерным лучом (рис. 2, во вставке справа). Для количественного измерения выхода фотолюминесценции, была собрана схема фотоприемника на фотодиоде и компараторе LM311, для измерения выхода люминесценции (рис. 2, слева). Фототок фотодиода преобразуется в напряжение, которое снимается с помощью платы Arduino. Для более точного измерения была собрана оптическая схема (рис. 2, справа), позволяющая пространственно разделить возбуждающий луч и область измерения фотолюминесценции.

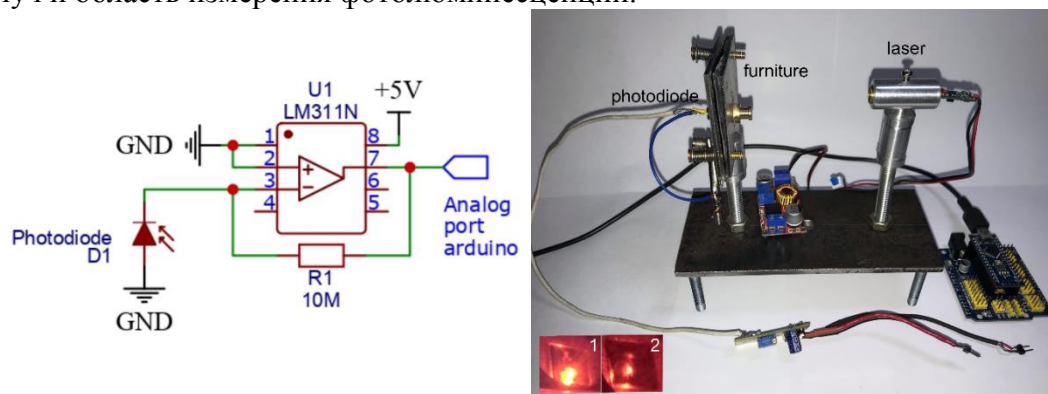


Рис. 2. Схема фотоприемника на операционном усилителе (слева). Внешний вид измерительной установки (справа). Во вставке снизу показаны фотографии ячейки асимметричного резонатора при облучении зеленым лазерным лучом со стороны более прозрачного (1) и менее прозрачного (2) зеркал.

Авторы выражают благодарность А.А. Иваненко за предоставленные стеклянные подложки. Исследование выполнено при поддержке Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН.

#### Список литературы

1. Jacquemoud, S., & Ustin, S. (2019). Leaf Optical Properties. Cambridge: Cambridge University Press.
2. М.А. Коршунов, А.В. Шабанов, Е.Р. Буханов, В.Ф. Шабанов Влияние длиннопериодической упорядоченности в структуре растений на первичные стадии фотосинтеза // ДАН, т. 478. с. 280–283, 2018.
3. M. Jacobs, M. Lopez-Garcia, O. Phrathep, et al. Photonic multilayer structure of Begonia chloroplasts enhances photosynthetic efficiency // Nature Plants, vol. 2. pp. 16162, 2016.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ ДИАПАЗОНА L1 В ЛЕСАХ

В. Г. Подопригора<sup>1\*</sup>, А. В. Сорокин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50/38  
\*E-mail: podoprighora46@gmail.com

<sup>2</sup>Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр», 50  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50

Рассмотрен процесс распространения сигналов навигационных спутников диапазона L1 в лесу. Учтены волновые и пространственно-временные параметры зондирующего излучения, структура и электрофизические характеристики лесных массивов. Сделаны оценки вкладов многократного рассеяния, поглощения, интерференционно-дифракционных эффектов в ослабление сигналов в слоях крон и стволов. Выявлено влияние ориентационной упорядоченности элементов деревьев на анизотропию эффективной диэлектрической проницаемости.

Проблема описания распространения радиоволн в лесах достаточно сложная и до настоящего времени остается актуальной. Появление новых технологий глобального радиомониторинга земных покровов с использованием специализированных спутников позволяет решать широкий спектр задач прикладного характера, включая и лесохозяйственные. В радиомониторинге используется широкий спектр радиочастот, включая рабочие частоты глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) диапазона L1. Высокотехнологичные ГНСС в составе GPS, ГЛОНАСС, Galileo, Бэйдоу обеспечивают измерения пространственно-временных координат, скоростей, ускорений, ориентации объектов в пространстве. Наряду с этим развивается использование сигналов ГНСС в мониторинге земных покровов [1].

Лес как гетерогенная среда, состоящая из воздуха и случайно распределенных в пространстве разноразмерных элементов деревьев (стволы, ветви, листья, иглы хвои), ориентированных по разному относительно вертикали, является диффузно-рассеивающей. В целом древостой как совокупность деревьев, представляет собой слоистый смешанный диэлектрик, состоящий из взаимопроникающих слоев стволов и крон деревьев. Плотность древесинного вещества имеет вертикальные градиенты по всей высоте лесного массива для слоев стволов и крон. Поверхностная плотность распределения деревьев также случайно неоднородная, с кластерной структурой в виде частично обособленных групп деревьев [2].

Мониторинг леса с использованием сигналов ГНСС диапазона L1 с несущей частотой 1,5–1,6 ГГц длиной волны  $\lambda \sim 19$  см предполагает масштабирование элементов деревьев и древостоя в целом. Слои древостоя состоят из разномасштабных элементов с характерными размерами диаметров элементов дерева: диаметры стволов –  $a$ , ветвей –  $b$ , хвои, листья –  $c$ . Для зрелого леса  $b/a$ ,  $c/a \ll 1$ ,  $c/\lambda$ ,  $b/\lambda < 1$ ,  $a/\lambda \sim$  или  $> 1$ . Высоты деревьев  $H$  и длины ветвей  $b$  заметно больше  $\lambda$ . Древесина является анизотропным материалом и это дополняет сложность среды леса. Верхняя граница леса, сформированная ветвями крон, имеет случайные отклонения от плоскости («шероховатости»)  $\sim 1$  м на площадках с характерными размерами 3–5 м. В целом, для сигналов ГНСС лес является частично прозрачной рассеивающей средой.

Структура древостоя и его таксационные характеристики с учетом данных по диэлектрической проницаемости древесины позволяют рассчитать эффективную диэлектрическую модель древостоя. В рамках данной модели возможны оценки рефракционных параметров среды древостоя и характер распространения сигналов ГНСС.

Антенны аппаратов ГНСС облучают половину поверхности Земли. Сигналы ГНСС обеспечивают полное покрытие зондируемого участка леса с площадью до 3 га. Частично поглощенный и рассеянный в лесу сигнал регистрируется приемником, собранном на антенне из конического объема с вершиной на её фазовом центре и высотой

конуса, равной протяженности от приемника до точки вхождения волнового вектора прямого сигнала ГНСС в древостой. Перпендикулярное сечение конуса, содержащее точку вхождения волнового вектора сигнала, является первой зоной Френеля.

Экспериментальные исследования трансформации сигналов в лесном массиве основаны на комплексных измерениях таксационных параметров древостоя, проведения измерений ослабления сигнала с выбором места расположения приемной антенны выполнения условий для реализации способа получения коэффициентов погонного ослабления сигнала ГНСС в лесном массиве с координатной привязкой [3].

Одна из предложенных в работе моделей описывает совокупность крон как систему квазисферических «капсул» радиусом  $R$ , хаотически расположенных в воздушной матрице и имеющих различную внутреннюю структуру расположения ветвей. Поскольку для крон в дециметровом диапазоне длин волн величина  $kR \gg 1$  при радиусах порядка 2 м, и относительный показатель преломления кроны близок к 1, для расчета сечений рассеяния использовалось приближение аномальной дифракции. Эффекты множественного рассеяния учитывались в приближении жестких сфер, пригодном для описания сред с высокой концентрацией частиц [4,5].

Рассеяние на стволах деревьев и толстых ветвях отвечает приближению геометрической оптики для конечных диэлектрических цилиндров [6], с ограничениями по размерам  $h \gg r$ ,  $kh \gg 1$ , где  $h$  и  $r$  – высота и радиус цилиндра. Внутреннее поле рассеивателя рассчитывается как поле внутри бесконечного цилиндра.

В модели, представляющей древостой в виде взаимопроникающих слоев стволов и крон, использовался ярусный подход, при котором положение ветвей крон в пространстве описывалось тензором ориентационной упорядоченности [7]. Ярусы выполняют роль субслоев кроны, в каждом из которых угол наклона к вертикали толстых ветвей увеличивается от вершины к основанию дерева. Таким образом был учтен ориентационный порядок ветвей в древостое и определен вклад ветвей в анизотропию эффективной диэлектрической проницаемости древостоя. Расчетные значения коэффициента погонного ослабления удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, что позволит развивать методы определения электрофизических свойств лесных покровов с помощью сигналов ГНСС.

#### Список литературы

1. S. Jin, E. Cardellach, F. Xie. GNSS Remote Sensing. New York, London.: Springer Dordrecht Heidelberg, 2014. 286 p.
2. В.И. Попов. Распространение радиоволн в лесах. – М.: Горячая линия – Телеком, 2015.- 392 с.
3. Макаров Д.С., Савин И.В., Сорокин А.В., Фомин С.В., Харламов Д.В. Способ определения коэффициентов погонного ослабления сигналов навигационных космических аппаратов в лесном массиве с координатной привязкой // Патент № 219.016.ЕС97, № охранного документа: 0002682718, Дата охранного документа: 21.03.2019.
4. Podoprigora, A.Sorokin. E35 Web of Conf. 75, 01 007, 2019.
5. H. Eyring, D.Henderson, B.Stover. Statistical Mechanics and Dynamics- Wiley, New York, 370 p., 1982.
6. А. Чухланцев, А. Шуток, С. Головачев. // Радиотехника и электроника, 48, 11, с. 1285-1311, 2003.
7. А.В. Сорокин, В.Г. Подопригора, Д.С. Макаров, Д.В. Харламов, В.В. Балтайс. // Известия вузов. Физика, 2, с. 50–54, 2020.

# МОДЕЛЬ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО УСТРОЙСТВА НА ГИБРИДНЫХ ТАММОВСКИХ МОДАХ

М. В. Пятнов<sup>1,2,\*</sup>, Р. Г. Бикбаев<sup>1,2</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2</sup>, С. Я. Ветров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет*

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

<sup>2</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, д. 50/38*

\*E-mail: MaksPyatnov@yandex.ru

Предложена концепция легко управляемого устройства на основе гибридных таммовских мод. Управляемость достигается за счёт применения высокочувствительного хирального жидкого кристалла, служащего в качестве одного из зеркал. Предсказано связывание между хиральным оптическим таммовским состоянием и таммовскими плазмонами. При этом таммовские плазмоны возбуждаются на различных частотах для ортогональных линейных поляризаций, в то время как хиральное таммовское состояние возбуждается только на одной частоте. Аналитически и численно выполнены расчеты свойств модели. Обсуждены возможности создания двух- и трёхмодового лазера с перестраиваемыми характеристиками на основе предложенной модели.

Таммовские моды вызывают активный интерес уже пятнадцать лет, что обусловлено их применением для различных устройств [1]. Они могут быть сильно связаны друг с другом или с резонансами другой природы [2]. Характерным для таких гибридных мод является квазипересечение резонансов друг с другом при перестройке положения одного из них, что активно используется для дизайна сенсоров [3]. Жидкие кристаллы являются многообещающим элементом для перестройки положения таммовских плазмонов [4]. При этом они могут быть не только служебным элементом, изменяющим оптические свойства, но также самим брэгговским отражателем. Как правило, в этом качестве используются холестерические жидкие кристаллы.

Нами предложена концепция перестраиваемого жидкокристаллического устройства на гибридных таммовских модах, состоящего из тонкой металлической плёнки, многослойного анизотропного зеркала и холестерика. В структуре возбуждаются два типа таммовских мод – таммовские плазмоны и хиральное оптическое таммовское состояние (ХОТС). Первые локализуются на границе металлической плёнки и анизотропного зеркала, ХОТС – на границе анизотропного зеркала и холестерика. Таммовские плазмоны возбуждаются на двух разных частотах для ортогональных линейных поляризаций, при этом ХОТС возбуждается только на одной частоте вне зависимости от поляризации падающего излучения. Продемонстрирована сильная связь и гибридизация между рассмотренными типами таммовских мод. Аналитически и численно рассчитаны спектральные характеристики предлагаемого устройства. Преимуществом модели является возможность изменения спектрального положения таммовского состояния при помощи внешних воздействий и как следствие – величины гибридизации и расщепления мод. Потенциальным применением предложенной модели является перестраиваемый лазер, который может работать в двух- или трёхмодовом режиме.

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-52006.

## Список литературы

1. S.-C. Jeng. Applications of Tamm plasmon-liquid crystal devices // *Liq. Cryst.*, (2020).
2. M. V. Pyatnov, S. Ya. Vetrov, I. V. Timofeev. Tunable hybrid optical modes in a bounded cholesteric liquid crystal with a twist defect // *Phys. Rev. E*, vol. 97, pp. 032703, 2018.
3. S. Kumar, P. S. Maji, R. Das, Tamm-plasmon resonance based temperature sensor in a Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/SiO<sub>2</sub> based distributed Bragg reflector // *Sens. Act. A: Phys.* vol. 260, pp. 10-15, 2017.
4. Ветров С. Я., Тимофеев И. В., Шабанов В. Ф. Локализованные моды в хиральных фотонных структурах // *Успехи физических наук*. Т. 190, с. 37–62, 2020.



# ХИРАЛЬНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ТАММОВСКОЕ СОСТОЯНИЕ НА ГРАНИЦЕ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ И ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Н. В. Рудакова<sup>1,2\*</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2</sup>, Р. Г. Бикбаев<sup>1,2</sup>, М. В. Пятнов<sup>1,2</sup>,  
С. Я. Ветров<sup>1,2</sup>, В. Ли<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>Сибирский федеральный университет,  
660074, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, д. 79

\*E-mail: nrudakova@sfu-kras.ru

<sup>3</sup>National Chiao Tung University, 71150, Taiwan, ROC, Tainan, Gaofa 3rd Rd., bld. 301

Локализованное состояние света, существующее на границе раздела между диэлектрическим многослойным сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом и хиральным кристаллом является хиральным оптическим таммовским состоянием. При рассмотрении такой структуры, можно подчеркнуть высокую добротность резонанса, как следствие использования диэлектрических материалов. Полученные аналитические выражения хорошо согласуются с численными расчетами, обеспечивая возможности контролируемого проектирования для сенсорных и лазерных приложений.

В работе для получения хирального оптического таммовского состояния (ХОТС) [1] и эффективного резонансного управления его характеристиками используется модель в виде многослойного сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала (СПАЗ) [2], сопряженного с холестерическим жидким кристаллом (ХЖК) (рис. 1). Многослойный СПАЗ представляет собой структуру, состоящую из чередующихся идентичных одноосные диэлектрических слоев с различными показателями преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Холестерический жидкий кристалл – это оптическая хиральная среда, состоящая из ориентированных молекул, преимущественное направление которых закручивается в пространстве в виде винтовой спирали. В этом состоянии свет локализуется между двух сред за счет множественного отражения от каждой из них. Проникновение поля в хиральную среду практически блокируется на близких к шагу спирали длинам волн, соответствующих фотонной запрещенной зоне (ФЗЗ). Так как сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало имеет еще одну фотонную запрещенную зону, то передача энергии вдоль границы раздела сред может быть эффективно прекращена путем обращения тангенциального волнового вектора на ноль. Интенсивность локализованного света уменьшается экспоненциально с увеличением расстояния от границы раздела сред.

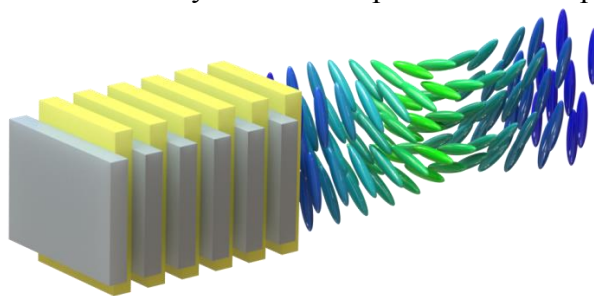


Рис.1.Схематическое представление границы СПАЗ и ХЖК

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-52006, № 19-42-240004.

## Список литературы

1.N.V. Rudakova, I.V. Timofeev, R.G. Bikbaev, et. al. Chiral Optical Tamm States at the Interface between an All-Dielectric Polarization-Preserving Anisotropic Mirror and a Cholesteric Liquid Crystal // Crystals, vol. 9 (10), pp. 502, 2019.

2. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров. Хиральные оптические таммовские состояния на границе среды с винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости // Письма в ЖЭТФ, Т. 104, В. 6, С. 393–397, 2016.

# КОМПАКТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР НА ОСНОВЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С МЕДЛЕННОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПЕРИОДА.

С. Е. Свяховский<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет  
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

\*E-mail: sse@shg.ru

На основе одномерного фотонного кристалла избыточной толщины, период которого медленно меняется с глубиной, создан спектрометр компактного (менее 5 мм) размера, покрывающий диапазон 200-1100 нм, имеющий малые потери интенсивности и не требующий фильтрации дифракционных порядков.

Компактные и дешёвые устройства, позволяющие анализировать спектр оптического диапазона, широко востребованы для физических, медицинских и многих других исследований. Благодаря уникальным дисперсионным свойствам фотонных кристаллов (ФК), вблизи спектрального края фотонной запрещённой зоны (ФЗЗ) свет существенно снижает свою групповую скорость. Это даёт возможность наблюдать в ФК гигантский сдвиг Гуса-Хенхен: пространственное смещение отражённого пучка. Ранее было показано [1], что этот сдвиг может достигать величин, на порядок превосходящих геометрическую толщину ФК. В том случае, когда ФК имеет пространственную модуляцию периода и, следовательно, спектрального положения запрещённой зоны, сдвиг Гуса-Хенхен существенно зависит от длины волны, что позволяет использовать ФК как дисперсионный элемент в оптических устройствах.

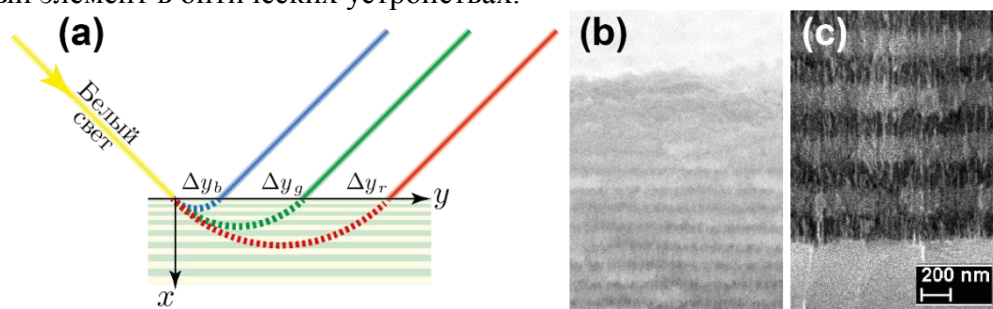


Рис. 1. (a) – принцип действия спектрометра, (b, c) – изображения боковой поверхности ФК, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

На рис. 1а показан принцип работы этого дисперсионного элемента. Изготовленный при помощи электрохимического травления [2] фотонный кристалл имеет линейную модуляцию положения ФЗЗ от 180 до 1150 нм. Свет с большей длиной волны отражается от более глубоких слоёв и испытывает больший сдвиг. Для детектирования света используется КМОП-матрица 640x480 пикселей, приложенная к поверхности ФК. Предлагаемый спектрометр имеет разрешение 9 нм, его спектральный диапазон ограничен чувствительностью детектора, по сравнению с дифракционными спектрометрами имеет меньшие потери и не требует фильтрации высших дифракционных порядков. Исследование поддержано грантом Президента РФ для молодых учёных МК-2761.2019.2.

## Список литературы

1. S. E. Svyakhovskiy, E. A. Kekkonen, A. A. Konovko, A. V. Andreev and T. V. Murzina. Giant Goos-Hanchen effect and focusing of Gaussian light beam by one-dimensional photonic crystal with modulated band gap // 2016 International Conference Laser Optics (LO), St. Petersburg, pp. R8-43-R8-43, 2016.
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.



# ФОТОУПРАВЛЯЕМЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ, ЗАПОЛНЕННОГО ФОТОХРОМНОЙ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СМЕСЬЮ

С. Е. Свяховский<sup>1\*</sup>, А. Ю. Бобровский<sup>2</sup>, А. В. Богданов<sup>2</sup>, В. П. Шибаетов<sup>2</sup>, М. Сигл<sup>3</sup>,  
В. Хамплова<sup>3</sup>, А. Бубнов

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет  
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

\*E-mail: sse@shg.ru

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, химический факультет  
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр.3

<sup>3</sup>Institute of Physics, The Czech Academy of Sciences, 182 21 Prague 8, Czech Republic

Создан композитный фотонный кристалл из пористого кремния с введённой в поры смесью жидкого кристалла 5СВ и фотохромного компонента 6DABU, содержащего азобензольную группу. Продемонстрировано повторяемое оптическое переключение микрорезонаторной моды под действием светового облучения.

Фотонные кристаллы (ФК), запрещённая зона которых может управляться световым облучением, могут найти применение в качестве перестраиваемых оптических фильтров, экранов и лазеров с обратной связью. Среди различных подходов к созданию этих структур можно выделить заполнение пористых ФК функциональными материалами и жидкими кристаллами (ЖК) [1]. В этой работе фотонные микрорезонаторы на основе пористого кремния заполняются фотоуправляемой смесью жидкого кристалла 5СВ и фотоизомера 6DABU [2] в массовой концентрации 30%.

Молекула 6DABU содержит азобензольную группу, благодаря которой возможна изомеризация молекулы под действием внешнего облучения: ультрафиолетовое облучение (350-400 нм) переводит молекулу в Z-изомер (рис.1), облучение синим светом (400-440 нм) либо нагрев переводит молекулу обратно в E-изомер.

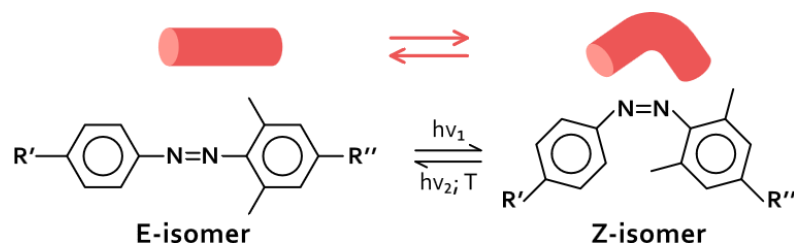


Рис. 1. Изомеризация азобензольной группы под действием облучения.

Находясь в смеси с нематическим жидким кристаллом, молекулы 6DABU способствуют упорядочиванию его молекул: в присутствии E-изомера молекулы жидкого кристалла находятся в нематической фазе, т. е. выстроены линейно (рис. 2с). При изомеризации происходит фазовый переход смеси в изотропную фазу (рис. 2b). Изотропная и нематическая фазы отличаются показателями преломления, в случае макроскопических объёмов равными соответственно 1.70 и 1.65 (обыкновенный луч). При помещении в поры ФК упорядоченность нематической фазы может нарушаться, что составляет дополнительную сложность.

В этой работе был изготовлен ФК из пористого кремния по методу электрохимического травления [3]. Фотонный кристалл состоит из двух брэгговских зеркал, содержащих 26 попарно чередующихся слоёв двух типов, толщины слоёв  $d_1 = 96$  и  $d_2 = 108$  нм. Между зеркалами имеется микрорезонаторная мода толщиной  $d_c = 2d_2 = 216$  нм. Размер пор ФК в слоях  $a_1 = 20$  и  $a_2 = 60$  нм, что превосходит размер молекулы ЖК 2–3 нм. Микрорезонаторный слой имел больший размер пор. Образец заполнялся смесью 5СВ+6DABU и облучался ультрафиолетом (375 нм,  $\sim 7.1$  мВт/см<sup>2</sup>) в

течение 5 минут, что приводило к спектральному смещению микрорезонаторной моды на 10 нм. Облучение видимым светом (428 нм, 10 с,  $\sim 90$  мВт/см<sup>2</sup>) возвращает ФК в исходное состояние. График спектрального положения микрорезонаторной моды при циклическом облучении ультрафиолетовым и видимым светом представлен на рис. 2а. Спектр измерялся при нормальном падении.

Теоретическая аппроксимация спектров отражения ФК была построена при использовании метода матриц распространения с приближением эффективной среды Бруггемана. При аппроксимации использовались показатели преломления для изотропной и нематической фазы соответственно  $n_2^i = 1.706$  и  $n_2^o = 1.673$ . Показатель преломления нематической фазы оказался выше ожидаемого, что свидетельствует о неполном упорядочении молекул, вызванном влиянием стенок пор.

Для установления упорядоченности молекул внутри пор была исследована угловая зависимость спектров электронного парамагнитного резонанса. В отдельный образец пористого кремния толщиной 100 мкм, состоящий из одного слоя с пористостью, соответствующей микрорезонаторной моде, помещалась смесь 5СВ и спиновой пробы R1. Исследования подтвердили неполную упорядоченность молекул.

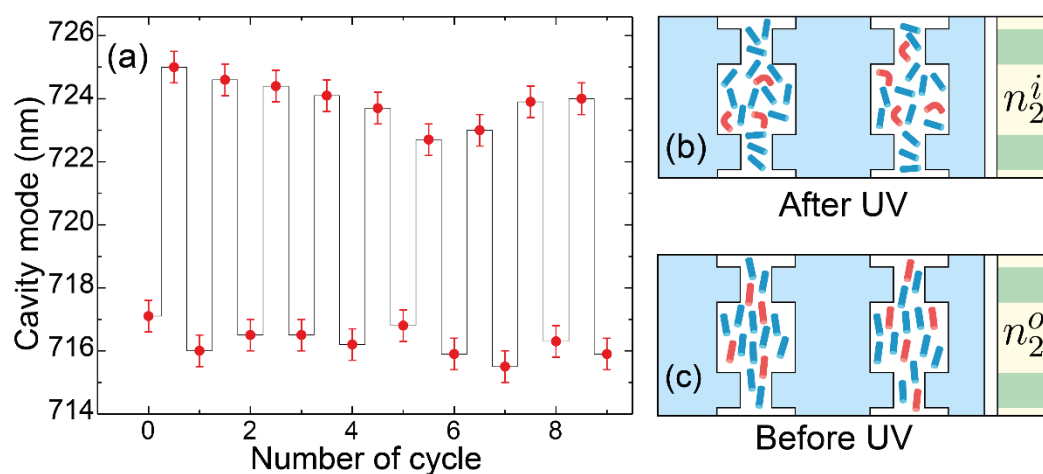


Рис. 2. (а) – положение микрорезонаторной моды композитного фотонного кристалла при циклическом облучении ультрафиолетовым и видимым светом. (b) – изотропная фаза смеси в порах после облучения ультрафиолетом, (с) – нематическая фаза до облучения. Молекулы жидкого кристалла показаны схематично не в масштабе.

В работе продемонстрирована фотоуправляемая фотонная структура на основе пористого кремния, заполненного фотохромной смесью жидких кристаллов. Исследована упорядоченность молекул ЖК в порах образца.

Исследование поддержано РФФИ №19-03-00337 и грантом Президента РФ для молодых учёных МК-2761.2019.2.

#### Список литературы

1. Leonard, S.W., Mondia, J.P., Van Driel, H.M., Toader, O., John, S., Busch, K., Birner, A., Gösele, U. and Lehmann, V. Tunable two-dimensional photonic crystals using liquid crystal infiltration // *Physical Review B*. vol. 61(4), p. R2389, 2000.
2. Ryabchun A., Raguzin I., Stumpe J., Shibaev V., and Bobrovsky A. Cholesteric polymer scaffolds filled with azobenzene-containing nematic mixture with phototunable optical properties. // *ACS applied materials & interfaces*, vol. 8(40), pp. 27227–27235, 2016.
3. 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.

# ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СУПЕРПОЗИЦИИ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ В ПРОЦЕССАХ ОТРАЖЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ ЗЕМНЫМИ ПОКРОВАМИ

А. В. Сорокин<sup>1\*</sup>, Е. В. Кузьмин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГБНУ Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр СО РАН»  
660036, Российская Федерация, Красноярск, Академгородок, 50

\*E-mail: sorav@iph.krasn.ru

<sup>2</sup>ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»  
660041, Российская Федерация, Красноярск, пр. Свободный, 79

Рассмотрены изменения Фурье-спектров амплитудно-временных зависимостей сигналов навигационных спутников при их приёме в условиях многолучевого распространения вблизи поверхности Земли. Продемонстрированы существенные отличия в поведении амплитудно-частотного распределения указанных спектров при различных компонентах (отражённых и рассеянных) суперпозиции процессов, образующей интерференционное поле в точке приема.

**Введение.** Глобальные навигационные спутниковые системы (ГНСС) являются уникальным ресурсом, широко применяемым как по основному назначению, так и для различных исследований [1–4]. Одним из вариантов использования непрерывных периодических сигналов навигационных спутников (НС) является получение данных о физических характеристиках земных покровов [2–4]. Взаимодействие сигналов НС с отражающими и рассеивающими поверхностями земных покровов приводит к формированию интерференционного поля в точке приема. Таким образом, приёмный канал, выделенный в аппаратуре потребителя ГНСС (в приёмнике) для каждого из НС, обрабатывает суперпозицию прямого сигнала НС и его многолучевых копий, образуемых когерентной составляющей отраженного сигнала и некогерентным фоном диффузно рассеянным поверхностями или неоднородными средами. Многократные оценки амплитуды сигналов НС при сравнительно длительных измерительных сеансах и указанных многолучевых условиях наблюдения, позволяют получать амплитудно-временные зависимости – интерференционные рефлектограммы (ИР), поведение которых, как известно, существенно зависит от свойств поверхностей земных покровов в окрестности местоположения приёмника, геометрии расположения антенны приёмника и параметров сигналов НС в приповерхностном слое атмосферы [4].

**Цель доклада:** изучение Фурье-спектров амплитудно-временных зависимостей сигналов навигационных спутников, регистрируемых в условиях многолучевого распространения в окрестности различных типов земных покровов.

**Результаты постобработки ИР.** В качестве демонстрационного примера из многочисленных изученных в спектральной области амплитудно-временных зависимостей в настоящем докладе выборочно показаны сегменты нормированных к своим максимальным значениям амплитудных Фурье-спектров  $S$  интерференционных рефлектограмм. Показанные на рисунках спектры получены на основе применения дискретного преобразования Фурье (ДПФ) [5] к массивам экспериментально полученных ИР [4], содержащим порядка  $10^4$  измерений. По оси абсцисс отложены номера  $i$  частотных отсчётов ДПФ. Фурье-спектр (рис. 1) вычислен для ИР, представленной в [4] и соответствует случаю регистрации сигнала НС вблизи двухкомпонентной отражающей структуры земного покрова (водоём и участок почвы). Спектральная картина (рис. 2) соответствует ИР [4], зафиксированной при установке приёмника на границе с объёмной рассеивающей средой (массив хвойного леса). Как видно из рисунков, наблюдаются существенные различия в поведении амплитудно-частотного распределения Фурье-спектров ИР, что обусловлено особенностями электрофизических характеристик и пространственного расположения рассмотренных отражающих и рассеивающих сред.

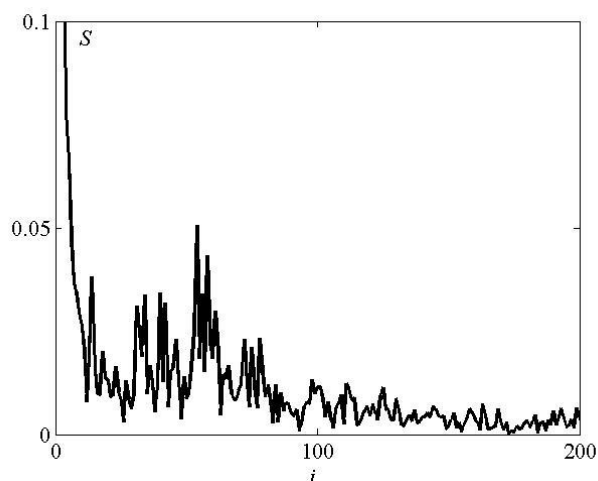


Рис.1 Нормированный Фурье-спектр ИР полученной у поверхности воды и участка суши.

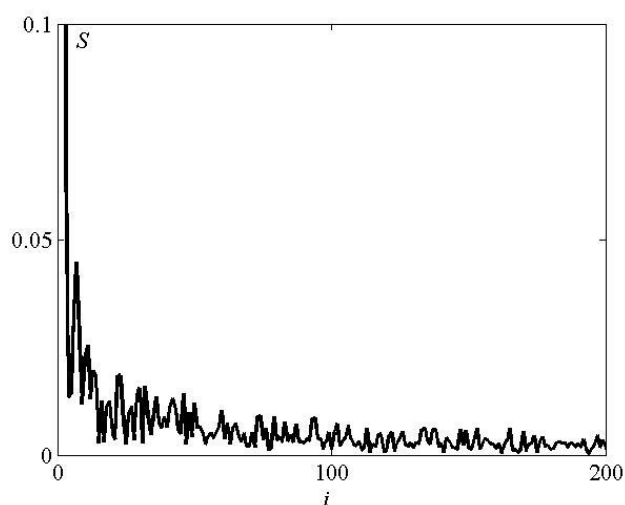


Рис.2 Нормированный Фурье-спектр ИР полученной вблизи хвойного лесного массива.

**Выводы.** Наличие существенно различающихся спектральных особенностей экспериментальных ИР, полученных при регистрации сигналов НС в окрестности отражающих и рассеивающих земных покровов, является дополнительным ресурсом для дальнейшей разработки методов восстановления временных и пространственных изменений состояния природных сред.

#### Список литературы

1. ГЛОНАСС. Принципы построения и функционирования / под ред. А.И. Перова, В.Н. Харисова. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Радиотехника, 2010. – 800 с.
2. S. Jin, E.Cardellach, F.Xie. GNSS Remote Sensing. New York, London.: Springer Dordrecht Heidelberg, 2014. – 286 p.
3. Экспериментальное определение электрофизических параметров лесного покрова с использованием сигналов глобальных навигационных систем ГЛОНАСС и GPS / В. Б. Кашкин, В. И. Кокорин, В. Л. Миронов [и др.] // Радиотехника и электроника. 2006. Т. 51, № 7. С. 825–830.
4. Д. С. Макаров, А. В. Сорокин, Д. В. Харламов. Использование сигналов навигационных спутников в мониторинге земных покровов // Сибирский журнал науки и технологий. 2019. Т. 20, № 1. С. 8–19. Doi: 10.31772/2587-6066-2019-20-1-8-19.
5. А.Б. Сергиенко. Цифровая обработка сигналов / А.Б. Сергиенко – СПб.: Питер, 2003. – 604 с.

# ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ ФАЗА НА СФЕРЕ ПУАНКАРЕ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ ОПТИКЕ

В. А. Степаненко<sup>1</sup>, И. В. Тимофеев<sup>2,1\*</sup>

<sup>1</sup>*Сибирский федеральный университет*

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

<sup>2</sup>*Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН*

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50/38

\*E-mail: tiv@iph.krasn.ru

Топологическая фаза световой волны при ее распространении в анизотропной среде описывается в формализме матриц Джонса. Показывается эквивалентность описания топологической фазы на языке кватернионов, при этом изменение поляризации света отображается на сфере Пуанкаре. В качестве примера рассмотрены локализованные оптические моды в фотонном кристалле с анизотропным дефектом.

Мода на топологию связывается с нобелевской премией 2016 года по физике за исследование термодинамических топологических фаз и переходов в конденсированной среде. Не без курьезов мода приходит в фотонику. Дело в том, что в теории колебаний [1] и в термодинамике [2] термин фаза (от др.-греч. *φάσις* – проявление, состояние) имеет различные значения. Топологическая (геометрическая) фаза колебательной системы либо волны – это фаза колебания, набегаящая при параллельном перенесении системы в параметрическом пространстве. Величина фазы зависит от топологии пространства, его группы голономии и его геометрической кривизны. Представление о природе топологической фазы в оптических колебаниях было заложено в середине XX века в работах Рытова, Владимирского и Панчаратнама. Еще раньше Моген экспериментально пронаблюдал и объяснил изменение поляризации плоской волны в жидкокристаллической твист-ячейке [3]. Он изобразил пространство поляризаций в виде сферы Пуанкаре и показал, что в твист-ячейке состояние поляризации смещается по криволинейной траектории на сфере как точка конуса, катящегося по плоскости экватора.

Настоящий доклад связывает топологическую фазу с методом катящегося конуса Могена-Пуанкаре. Недавно был теоретически предсказан и экспериментально измерен аномальный сдвиг частоты оптического резонанса в фотонном кристалле с твист-ячейкой при повороте молекул жидкого кристалла в плоскости зеркал [4]. Оказалось, что величина частотного сдвига может быть найдена как алгебраически, на языке матриц Джонса, так и геометрически, при помощи топологической фазы. При этом состоянию поляризации соответствует единичный кватернион, а метод катящегося конуса обобщается на четырехмерный случай. Дифракция света в неоднородной анизотропной среде описывается в формализме матриц Берремана. Развитие эквивалентного подхода возможно с помощью гиперкомплексных алгебр октонионов [5] и седенионов [6].

Исследование поддержано РФФИ-МНТ\_а №19-52-52006.

## Список литературы

1. Д.Н. Клышко, Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах // УФН, Т. 163, № 11. сс. 1–18, 1993.
2. L. Fidkowski, A. Kitaev. Topological phases of fermions in one dimension // Phys. Rev. B, 83, pp. 1-13, 2011.
3. C.V. Mauguin, Sur les cristaux liquides de Lehman // Bull. Soc. Fr. Miner., vol. 34, pp. 71-117, 1911.
4. I.V. Timofeev, V.A. Gunyakov, V. S. Sutormin, et.al. Geometric phase and o-mode blueshift in a chiral anisotropic medium inside a Fabry-Pérot cavity, // Phys. Rev. E, vol. 92, p. 052504, 2015.
5. J. C. Baez. The Octonions // Bull. Am. Math. Soc., vol. 39, pp. 145-205, 2001.
6. В.В. Исаева, В.А. Степаненко, Д.П. Федченко. Алгебраический анализ операторов Дирака, ассоциированных с алгеброй седенионов // отправлено в печать, 2020

# СИНТЕЗ ОДНОМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$

И.А. Тамбасов<sup>1\*</sup>, А.Н. Масюгин<sup>2</sup>, П.С. Панкин<sup>1,3</sup>, С.А. Мысливец<sup>1</sup>  
А.С. Александровский<sup>1,3</sup>, И.В. Тимофеев<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН  
Российская Федерация, 660036, г. Красноярск, ул. Академгородок, 50/38

\*E-mail: tambasov\_igor@mail.ru

<sup>2</sup>АО «НПП «Радиосвязь»

Российская Федерация, 660021, г. Красноярск, ул. Декабристов, д. 19

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет

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

Представлены экспериментальные результаты по синтезу одномерных фотонных кристаллов (ОФК) на основе  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  с помощью плазменно-химического осаждения из газовой фазы (PECVD). Синтез одномерных фотонных кристаллов проводился в соответствии с модельными расчетами. Было получено хорошее согласование между экспериментальными и расчетными данными в части оптических свойств одномерных фотонных кристаллов. На основе синтезированных ОФК были получены оптические элементы с подслоем из золота для экспериментального наблюдения Таммовского плазмон-поляритона (ТПП).

Фотонные кристаллы являются достаточно привлекательными оптическими материалами в фундаментальных исследованиях и в различных практических применениях благодаря их оптическим свойствам [1, 2].

В настоящей работе была использована технология плазменно-химического осаждения из газовой фазы для синтеза одномерных фотонных кристаллов на основе  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ . Подслоя из золота был получен при помощи магнетронного напыления на постоянном токе. Таким образом, получены образцы ОФК на стеклянных подложках без подслоя и с подслоем из золота. Просвечивающая электронная микроскопия и оптическая спектроскопия (отражение, пропускание) были использованы для исследования полученных образцов.

На рис. 1а представлена микроструктура ОФК в поперечном сечении, состоящая из 9 пар  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$  + 1 слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

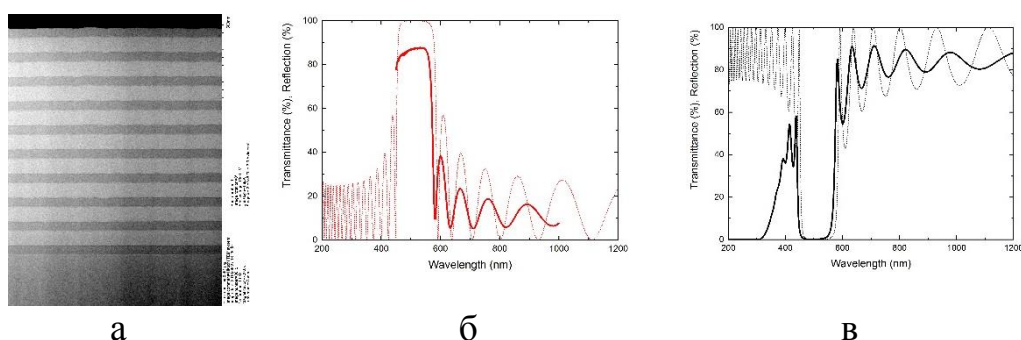


Рис. 1. Изображение поперечного сечения ОФК (а) и зависимость отражения (красные линии) (б) и пропускания (черные линии) (в) от длины волны: сплошные линии экспериментальные данные, пунктирные линии – расчетные.

## Список литературы

1. I.V. Nemtsev, I.A. Tambasov, A.A. Ivanenko, et.al. Angle-resolved reflection spectroscopy of high-quality PMMA opal crystal // *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 28, pp. 37-44, 2018.
2. R. Xiong, J. Y. Luan, S. Kang, et.al. Biopolymeric photonic structures: design, fabrication, and emerging applications // *Chemical Society Reviews*, vol. 49, pp. 983-1031, 2020.

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ТАММОВСКИЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ ДЛЯ ТОПОЛОГИЧЕСКОЙ ФОТОНИКИ

И. В. Тимофеев<sup>1,2\*</sup>, Г.-П Чэнь<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>*Сибирский федеральный университет  
660074, Российская Федерация, Красноярск, ул. Киренского, д. 28*

<sup>3</sup>*Национальный университет Чао-Тунг  
71150, Тайвань, Тайнань, район Гуйрен, Гаофа 3-я улица, д. 301*

На примере таммовских плазмон-поляритонов исследуются топологические характеристики локализованных оптических мод в фотонных кристаллах. Формулируются условия сохранения моды при перестройке структуры. Предлагаются новые методы управления транспортными, энергетическими, поляризационными и спектральными свойствами фотонных кристаллов.

Топология дает фотонике математический аппарат для описания и классификации фотонных структур и связанных с ними фазовых пространств [1]. Устойчивость фотонных процессов объясняется при помощи понятий связности (эйлерова характеристика, задача о семи мостах Кёнигсберга), ориентируемости (лист Мебиуса), нелокальности (топологические фазы Рытова–Владимирского–Панчаратнама, Берри, Зака, Вильчека–Зи, Ааронова–Анандана). Такие понятия обнаруживают постоянство при непрерывных изменениях параметров, без скачков (разрезания или склеивания). Дифференциальная топология также интенсивно используется в физике кристаллов и конденсированных сред. Благодаря аналогии между зонными структурами электронных и фотонных состояний в последнее время описан ряд новых явлений для фотонных кристаллов и фотонных топологических изоляторов. Задолго до выявления особенностей зонной структуры топологическая (геометрическая) фаза использовалась при рассмотрении поляризации на сфере Пуанкаре и сингулярной фазы вблизи нулевой амплитуды оптического вихревого поля. Применение топологических идей позволило создать новые фотонные устройства, такие как безотражательные сильно изогнутые волноводы, эффективные линии задержки, спин-поляризованные переключатели и устройства однонаправленной передачи сигнала, новые протоколы для квантовой обработки информации, а также устройства для визуализации сверхвысокого разрешения, как в свободном пространстве, так и по волоконно-оптической связи [2].

Доклад посвящен топологическим свойствам таммовского плазмон-поляритона [3] – это полностью локализованное и, как правило, медленно распространяющееся оптическое состояние на границе раздела двух отражающих фотонных структур. Главным его отличием от поверхностного плазмон-поляритона на основе полного внутреннего отражения является брэгговское отражение при произвольном угле падения света [4]. В анизотропных оптических материалах и метаматериалах векторная природа света обогащает теорию дополнительными топологическими инвариантами и поляризационными симметриями, такими как хиральность [5]. Поляризационные степени свободы дают новые возможности для подстройки характеристик. Во-первых, длина волны резонансного спектрального пика настраивается с помощью топологической фазы Панчаратнама-Берри [6]. При этом оптическая длина резонатора может оставаться постоянной, например, нулевой в случае поверхностного состояния [7]. Во-вторых, анизотропия в фотонных структурах обогащает явления гибридизации [8] и резонансного расщепления мод [9]. В-третьих, ширина и форма спектрального пика обычно настраиваются путем регулирования связи с каналами релаксации. При полном отключении каналов полезна концепция связанного состояния в континууме. Простейший в описании и изготовлении пример – одномерный случай, анизотропные слоистые структуры для таммовских плазмон-поляритонов с двумя независимыми поляризованными каналами



релаксации [10]. Устойчивость таких состояний к помехам, неточностям в изготовлении структуры и качеству материалов зависит от их топологических свойств.

На рис. 1 приведен пример компенсации критических точек в спектре отражения, обладающих топологическими зарядами различных знаков, согласно теории Морса. Комплексная амплитуда отражения  $r$  описывается временной теорией связанных мод:

$$r = 1 - \frac{2\Gamma_1}{i(\omega - \omega_0) + \Gamma_1 + \Gamma_2}, \quad \Gamma_1 = \Gamma_2 - a - \delta^2, \quad \Gamma_2 = 1, \quad (1)$$

$\omega$  – частота света,  $\omega_0$  – собственная частота моды,  $\delta$  – параметр связи,  $a$  – отстроечный параметр,  $\Gamma_1$  – затухание в канал возбуждения,  $\Gamma_2$  – затухание в остальные каналы.

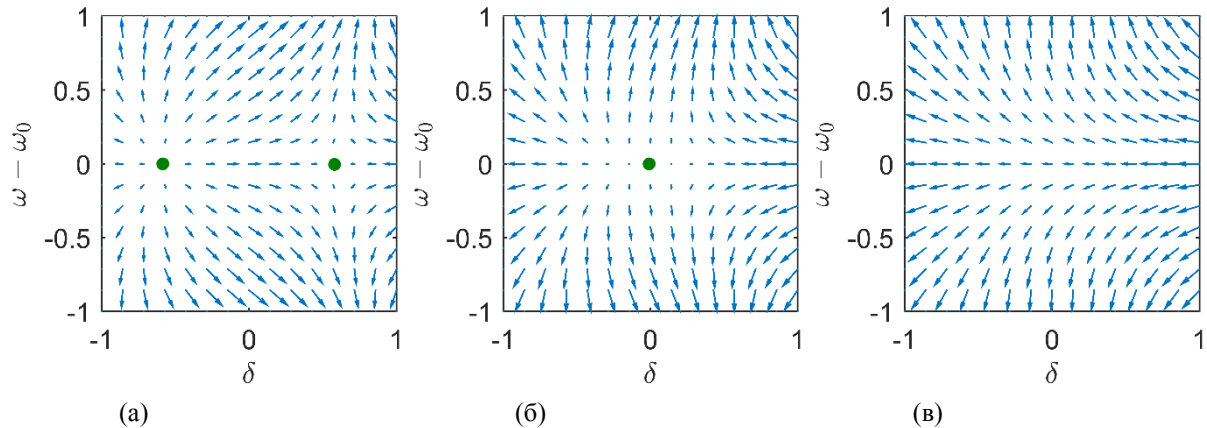


Рис. 1. Аннигиляция особенностей  $r = 0$  (зеленые точки) в спектре таммовского плазмон-поляритона. Синие вектора – поле амплитуды отражения  $r$ , ур. (1), координаты векторов соответствуют действительной и мнимой частям  $r$ . Отстроечный параметр  $a$  принимает значения (а) 0,36; (б) 0; (в) – 0,36.

Исследование поддержано грантом РФФИ-МНТ\_a №19-52-52006.

#### Список литературы

1. L.Lu, J. D. Joannopoulos, M.Soljačić, Topological photonics // Nat. Photonics, vol. 8, pp. 821–829, 2014.
2. M. Soskin, S.V. Boriskina, Y. Chong, et.al. Singular optics topological photonics // J. Opt., vol. 19, p. 010401, 2017.
3. M.A. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, et.al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal a dielectric Bragg mirror, Phys. Rev. B, vol. 76, p. 165415, 2007.
4. R. G. Bikbaev, S. Y. Vetrov, I. V Timofeev, Hybrid Tamm and surface plasmon polaritons in resonant photonic structure // J. Quant. Spectr. Radiat. Transf. 107156, 2020.
5. С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов, Локализованные моды в хиральных фотонных структурах // УФН, vol. 190, pp. 37–62, 2020.
6. I.V. Timofeev, V.A. Gunyakov, V.S. Sutormin, et.al. Geometric phase o-mode blueshift in a chiral anisotropic medium inside a Fabry-Pérot cavity // Phys. Rev. E, vol. 92, p. 052504, 2015.
7. N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, R. G. Bikbaev, et.al. Chiral Optical Tamm States at the Interface between an All-Dielectric Polarization-Preserving Anisotropic Mirror a Cholesteric Liquid Crystal // Crystals, vol. 9, p. 502, 2019.
8. M. V. Pyatnov, I. V. Timofeev, S. Ya. Vetrov, et.al. Coupled Chiral Optical Tamm States in Cholesteric Liquid Crystals // Photonics, vol. 5, p. 30, 2018.
9. А.Ю. Авдеева, С.Я. Ветров, М.В. Пятнов, et.al. // IX Международная конференция по фотонике и информационной оптике, НИЯУ МИФИ, 2020, pp. 91–92.
10. P.S. Pankin, B.-R. Wu, J.-H. Yang, et.al. One-dimensional photonic bound states in the continuum // Nat. Commun. Phys., vol. 3, p. 91, 2020.



# ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДРЕВОСТОЯ В ЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ L1 НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ

Д. В. Харламов<sup>1\*</sup>, Д. С. Макаров<sup>1</sup>, А. В. Сорокин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр  
Сибирского отделения Российской академии наук»

660036, Российская Федерация, Красноярск, ул. Академгородок, д. 50

\*E-mail: ikivt@yandex.ru

ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»

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

Представлены структурные уровни базовых элементов деревьев и древостоя. Рассмотрены особенности взаимодействия сигналов навигационных спутников с лесным массивом. Выявлена необходимость введения масштабирования структурных уровней леса относительно длины волны зондирующего сигнала. Диэлектрической модели лесного массива. Предложен вариант ярусно-мозаичной диэлектрической модели леса с учетом анизотропии древесины и ориентационной упорядоченности стволов и ветвей.

В задачах мониторинга лесных покровов необходима разработка диэлектрической модели леса с учетом распределения объемной плотности фитомассы и ориентационной упорядоченности стволов и ветвей крон древостоя. Причины изменений мощности сигнала в точке приема следующие: потери энергии в стволах, ветвях, хвое и листьях и различные изменения фазовых задержек вертикально и горизонтально поляризованных компонент поля зондирующего потока [1].

Лесной массив как двухкомпонентная диэлектрическая среда содержит элементы дерева разных размеров и воздух, может рассматривать как смешанный диэлектрик. Масштабирование базовых элементов ярусно-мозаичной диэлектрической модели древостоя для СВЧ-диапазона L1 определяется длиной волны зондирующего сигнала  $\lambda \approx 0,2$  м. Вид отдельного дерева, его таксационные показатели, диэлектрические свойства его элементов определяют диэлектрические характеристики древостоя в целом.

Разработка диэлектрической модели леса предполагает учёт статистически неоднородное распределение элементов отдельных деревьев в пространстве и ориентационную упорядоченность ветвей и стволов. Древесина является анизотропным материалом и в условиях практически идеальной упорядоченности стволов и частичной ветвей массив леса является анизотропной средой с вертикальными градиентами плотности и анизотропии.

Ветви стволов и крон отдельного дерева представляют в разной степени упорядоченные системы, которые характеризуются ориентационным параметром порядка  $S$  относительно вертикального направления [1]:

$$S = \langle (3 \cos^2\theta - 1)/2 \rangle, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между ветвями и стволом, усреднение проводится по всему годовичному ярусу ветвей.

Слой стволов имеет практически идеальную ориентационную упорядоченность и  $S = 1$ . Для разных пород деревьев упорядоченность ветвей различается и существенно зависит от высоты. Обычно ветви крон деревьев имеют ярусную структуру, разделенную, расстоянием величиной порядка годовичного прироста. Измерения углов ориентации относительно ствола проведены для трех верхних ярусов. Объемная плотность древесины в ветвях кроны дерева оценивалась из размеров кроны и объемов ветвей в ярусе. Номера ярусов отсчитываются от вершины дерева.

Учет ориентационной упорядоченности ветвей позволил установить вклад ветвей в общую анизотропию леса. В (табл.1) представлены зависимости анизотропии диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon$  от высоты для крон березы и лиственницы, определенной с учетом плотности древесины и ориентационного параметра порядка ветвей в ярусах, измеренных экспериментально [1].

Таблица 1.

Анизотропия ярусов крон с учетом параметра порядка  $S$ 

Ярусы крон	Береза			Лиственница		
	$\Delta\epsilon, S = 1$	$S$	$\Delta\epsilon \cdot S$	$\Delta\epsilon, S = 1$	$S$	$\Delta\epsilon \cdot S$
1 ярус	0,002	0,6	0,001	0,004	0,4	0,002
2 ярус	0,025	0,3	0,008	0,026	0,2	0,005
3 ярус	0,236	0,1	0,02	0,232	0,1	0,02

Высотная зависимость анизотропии слоя стволов определяется только плотностью древесины. Слой крон с учетом вариаций протяженности крон деревьев вносит меньший вклад в анизотропию древостоя, чем стволы. Эффективная диэлектрическая проницаемость древостоя в целом определяется двумя взаимопроникающими слоями стволов и крон.

В процедуре радиопросвечивания леса сигналами навигационных спутников приемником регистрируются пространственно-временные координаты положения, спутников, время записи амплитуду отношения сигнала к шуму с частотой в 1Гц. Данная информация в сочетании с измерениями высот лесного массива, расстояния от антенны до почвы и лесного массива позволяют однозначно определить траекторию трассы и степень ослабления прохождения сигнала в лесу коэффициент погонного ослабления. Это обстоятельство позволяет получать коэффициенты погонного ослабления сигналов навигационных спутников в лесном массиве на трассах с координатной привязкой [2]. Дополнительное влияние на регистрируемый сигнал может вносить эффект деполяризации сигнала ГНСС и появление кросс-поляризованной компоненты, обусловленной анизотропией диэлектрической проницаемости лесного массива. При вхождении в лесной полог сигнал рассеивается на крупномасштабных неоднородностях (стволы деревьев, крупные объемы снега на ветвях, неоднородности их распределения в пространстве) и частично поглощается в мелкомасштабных элементах деревьев (тонкие ветви, хвоя, листья).

Двухслойная диэлектрическая модель лесного массива кроны-стволы позволяет рассчитать эффективную диэлектрическую проницаемость отдельно для слоя крон, стволов и лесного массива в целом.

Возможность предварительной планировкой пространственного расположения приемной антенны в древостое и проведения измерений, адаптированных к геометрическим характеристикам слоистой структуры конкретного древостоя, позволяет получать усредненные по объемам слоев крон и стволов коэффициенты погонного ослабления. Массив полученных данных имеет перспективу решения обратной задачи по восстановлению состояния древостоя и оценке плотности его биомассы.

#### Список литературы

1. Сорокин А.В., Подопригора В.Г., Макаров Д.С., Харламов Д.В., Балтайс В.В. Ориентационная упорядоченность элементов дерева в модели диэлектрической проницаемости древостоя // Известия высших учебных заведений. Физика. Т. 63. № 2 (746). С. 50-54, 2020.

2. Макаров Д.С., Савин И.В., Сорокин А.В., Фомин С.В., Харламов Д.В. Способ определения коэффициентов погонного ослабления сигналов навигационных космических аппаратов в лесном массиве с координатной привязкой // Патент № 219.016.ЕС97, № охранного документа: 0002682718, Дата охранного документа: 21.03.2019.

# ВЛИЯНИЕ ДВУМЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ДЕФЕКТНОГО СЛОЯ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ

Д. С. Цикалов\*, Д. С. Полухин

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

\*E-mail: d\_tsikalov@iph.krasn.ru

С учетом процессов многократного рассеивания волн на неоднородностях в рамках самосогласованного приближения исследовано влияние случайных двумерных неоднородностей, расположенных в дефектном слое одномерного фотонного кристалла на излучательные свойства источника света, помещенного в такой слой. Рассчитаны функция Грина и локальная плотность состояний в центре дефектного слоя с двумерными неоднородностями. На частоте дефектной моды амплитуда пика локальной плотности состояний уменьшается, ширина пика увеличивается, а форма становится несимметричной. Также происходит изменение кривой спада амплитуды дефектной моды с расстоянием от центра дефектного слоя вдоль фотонного кристалла.

Последние десятилетия интенсивно исследуются источники света в фотонно-кристаллических структурах [1]. Наиболее перспективными источниками света в плане применения являются светодиоды, основанные на электролюминесценции. Не менее важными, с точки зрения исследований влияния структуры на направленность излучения и время релаксации, являются наночастицы, излучающие под воздействием лазерного возбуждения [2]. Излучение таких частиц можно описать функцией Грина, которая является излучением точечного источника света. Для управления излучательными свойствами источников света перспективными являются фотонные кристаллы, которые представляют собой периодически структурированные оптические среды и характеризуются наличием запрещенной зоны в спектре волн. Влияние дефектов в фотонных кристаллах хорошо исследовано [3]: они приводят к появлению в запрещенной зоне дефектной частоты и появлению на ней пика локальной плотности состояний. Помимо искусственно созданных дефектов в фотонном кристалле всегда присутствуют случайные неоднородности, вызванные технологическими факторами процесса изготовления. Например, в одномерном фотонном кристалле могут присутствовать геометрические неоднородности – случайные флуктуации толщин слоев или шероховатости границ раздела между слоями. Также могут присутствовать случайные флуктуации величины диэлектрической проницаемости самого материала слоев. Все эти неоднородности приводят к уменьшению ширины запрещенной зоны и поднятию дна ямы плотности состояний. Для учета процессов многократного рассеивания волн на неоднородностях использовался метод самосогласованного приближения [4]. Рассчитаны функция Грина и локальная плотность состояний в центре дефектного слоя с двумерными неоднородностями. На частоте дефектной моды амплитуда пика локальной плотности состояний уменьшается, ширина пика увеличивается, а форма становится несимметричной. Также происходит изменение кривой спада амплитуды дефектной моды с расстоянием от центра дефектного слоя вдоль фотонного кристалла.

Исследование поддержано РФФИ № 18-42-243005.

## Список литературы

1. A. David, H. Benisty, C. Weisbuch. Photonic crystal light-emitting sources // Rep. Prog. Phys., vol. 75, pp. 126501, 2012.
2. K. Kuroda, T. Sawada, T. Kuroda, et al. Enhanced spontaneous emission observed at one-dimensional photonic band edges // J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, pp. 45–50, 2010.
- 3 J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, et al., Photonic Crystals: Molding the Flow of Light / New Jersey: Princeton University Press, 286 p., 2008.
4. V.A. Ignatchenko, D.S. Polukhin. Development of a self-consistent approximation // J. Phys. A: Math. Theor., vol. 49, pp. 095004, 2016.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

de Sa Pereira D.	71	Втюрин А.Н.	106, 120, 122
França L.G.	71	Ву Б.	175
Gaponik N.	50	Высоцкий Е.С.	144
Menelaou C.	71	Вьюнышев А.М.	20, 22, 24
Monkman A. P.	71	Вяткин В.П.	177
Pander P.	71		
Pozina G.	71	Гарькавенко В.В.	136
		Герасимов В.С.	56
Абрамкин Д.С.	102	Герасимова М.А.	104, 110, 132, 138, 140, 142
Авдеева А.Ю.	159	Гиршова Е.И.	165
Адищев С.В.	130	Гнатченко С.Л.	125
Акимов А.А.	9	Голубовская А.Г.	95
Александровский А.С.	94, 122, 189	Гольцман Г.Н.	58
Алексеев С.В.	11	Гончарова Д.А.	108
Алоджанц А.П.	15, 47	Гораявчева А.А.	118
Апанасевич А.В.	89	Горшелев А.А.	134
Архипкин В.Г.	13, 20	Горюнова М.А.	60
Асланов С.В.	77	Гошев А.А.	62
Атаманова М.В.	104, 140	Грудцын Я.В.	11
Афанасьев К.Н.	39	Гудим И.А.	120, 122, 125
Ахматханов А.Р.	157	Гузаиров С.А.	9
		Гульнов Д.В.	110
Баженов А.Ю.	15	Гуняков В.А.	167, 169, 177
Бакаров А.К.	102	Гусев Н.С.	73
Баранов А.В.	64	Гутаковский А.К.	102
Баранов М.А.	64		
Баранцев К.А.	18	Давлетшин Н.Н.	22, 37
Барышев А.В.	39	Дресвянский В.П.	92, 112
Бастракова М.В.	53, 79	Дубовик А.Ю.	64
Белоновский А.В.	54, 165		
Бикбаев Р.Г.	56, 161, 181	Евдокимова А.М.	113
Бобровский А.Ю.	184	Ежов Д.М.	66
Богданов А.В.	184	Емельянов Е.А.	102
Большасов Е.Н.	108	Емельянчик Е.Ю.	136
Бубнов А.	184	Еремчев И.Ю.	134
Бузин Д.С.	177	Ершов А.Е.	56
Буримов Н.И.	157	Есеев М.К.	62
		Есин А.А.	157
Вайнштейн И.А.	151		
Васильева Н.Ю.	146	Заблуда В.Н.	91
Вахрушев С.Г.	136	Зеленов Ф.В.	177
Великанов Д.А.	91		
Ветлужский А.Ю.	163	Зилов С.А.	112
Ветров С.Я.	159, 161, 177, 181, 182	Зырянов В.Я.	
Волочаев М.Н.	20, 91, 177		
Волошин Г.В.	18	Иванов К.А.	71
Волынцев А.Б.	34	Ивахник В.В.	9, 41
Вохминцев А.С.	151	Иконников Д.А.	20, 24

Калитеевский М.А.	54, 71, 155, 165	Наболь С.В.	177
Карнаушкин П.В.	33	Наумов А.В.	51, 134
Карпов С.В.	56	Немцев И.В.	173, 177
Карузина Н.Е.	115	Немцева Е.В.	110, 115, 128
Качур И.С.	125	Ненашев А.В.	102
Кесаев В.В.	28	Непомнящих А.И.	100
Кишкин С.А.	35	Никитин С.Л.	37
Ковалёв А.А.	26	Николаев Г.Н.	31
Колмычек И.А.	69, 73	Никулина С.Ю.	136
Кононова Н.Г.	43, 118	Новиков В.Б.	39, 73, 75
Копылов Д.А.	73		
Корибут А.В.	11	Овчинников О.В.	77
Корниенко В.С.	65	Орешонков А.С.	130
Котляр В.В.	26		
Котова Л.В.	117	Панкин П.С.	175, 177, 189
Котова С.П.	28, 35	Паршин А.М.	167
Кох А.Е.	28, 35	Пашенькин И.Ю.	73
Кочнев З.С.	43, 118	Пашин Д.С.	79
Краснов А.И.	65	Перепелица А.С.	77
Крылов А.С.	177	Петрушков М.О.	102
Крылова С.Н.	120, 122	Пирятинская В.Г.	125
Кудряшева Н.С.	120,	Платонов А.В.	117
Кузнецов А.Б.	123, 128	Подопригора В.Г.	179
Кузьмин Е.В.	43, 118	Пожидаев Е.П.	28, 81
Куршанов Д.А.	186	Полетаев Д.А.	45, 83
		Полухин Д.С.	194
Лазарева Н.Л.	8, 30	Полютов С.П.	56
Лазаренко В.И.	136	Пономарев Р.С.	33, 37
Лапин И.Н.	113	Пошакинский А.В.	117
Латыпова К.М.	89	Преображенский В.В.	102
Левитский Я.В.	54	Прокопова Д.В.	35
Леонтьев А.П.	69	Пугачев А.М.	130
Ли В.	182	Путьято М.А.	102
Литвинов А.Н.	18	Пятнов М.В.	159, 181, 182
Лосев В.Ф.	11		
		Радовская В.О.	73
Майорова А.М.	28	Ракевич А.Л.	92, 112
Макаров Д.Н.	62	Реушев М.Ю.	37
Макаров Д.С.	171, 192	Рогинский Е.М.	122
Малаховский А.В.	125	Рогова А.В.	132, 144
Мальшева И.В.	69	Родионов И.А.	39
Мамонов Е.А.	73	Ромашкина А.М.	39
Мартынович Е.Ф.	8, 30, 92, 112	Рудакова Н.В.	159, 182
Масюгин А.Н.	177, 189	Русаков А.И.	148
Медведева Н.Н.	136		
Мельник Б.С.	115, 127	Савельев М.В.	41
Микерин С.Л.	31	Савостьянов А.О.	134
Микитчук А.П.	165	Савченко С.С.	151
Михайлова Л.В.	140	Савченков Е.Н.	157
Молокеев М.С.	130	Садреев А.Ф.	175
Морозов К.М.	54, 71, 165	Салмин В.В.	136
Мошкина Е.М.	120	Салмина А.Б.	136
Муняев В.О.	53	Самагин С.А.	28,35
Мурзина Т.В.	39, 69, 73, 75	Светличный В.А.	65, 85, 95, 97, 108, 113, 118
Мысливец С.А.	13, 20, 169, 189		
Мясникова А.С.	148	Сваховский С.Е.	183, 184

Семягин Б.Р.	102	Хампова В.	184
Сигл М.	184	Харламов Д.В.	171, 192
Симонова Е.А.	43, 118	Хименко Е.В.	146
Слабко В.В.	67, 87, 94		
Слюсарева Е.А.	104, 132, 138, 140, 142, 146	Царёв Д.В.	47
Слюсаренко Н.В.	104, 140, 146	Цикалов Д.С.	194
Смаев М.П.	33	Ципотан А.С.	60, 67, 87, 94
Смирнов М.С.	77		
Снежная Ж.Г.	89	Черданцев Д.В.	136
Соколенко Б.В.	45, 83	Чиркин А.С.	7
Соколов А.Э.	91, 152	Чукин А.В.	151
Сокура Л.А.	89	Чэнь Г.-П.	175, 190
Сорокин А.В.	171, 179, 186, 189		
Сосунов А.В.	34	Шабалина А.В.	113
Старухин А.С.	134	Шабанов А.В.	177
Степаненко В.А.	188	Шабанов В.Ф.	167
Суржикова Д.П.	138, 142	Шабанова О.В.	173
Сутормин В.С.	22, 169	Шалаев А.А.	148
Сухачев А.Л.	152	Шамирзаев Т.С.	150
Тазиев Р.А.	92	Шандаров С.М.	157
Тамбасов И.А.	189	Шевченко В.С.	118
Таранушенко Т.Е.	136	Шендрик Р.Ю.	148
Темеров В.Л.	130	Шерепа А.В.	91
Тимофеев И.В.	159, 161, 167, 169, 175, 177, 181, 182, 188, 189, 190	Шестаков Н.П.	130
Ткаченко В.А.	94	Шиббаев В.П.	184
Томилин Ф.Н.	132, 144	Шилов А.О.	151
Третьякова В.И.	138, 142	Шостка Н.В.	45
Трофимов В.А.	11	Шубина Т.В.	117
		Шульга К.В.	152
		Шур В.Я.	157
		Янг Ж.-Х.	175
Фахрутдинова Е.Д.	65, 95, 97		
Федоров А.В.	64		
Федорович Ж.П.	97		
Фурсов А.А.	136		

**Научное издание**

**Енисейская Фотоника – 2020.  
Первая Всероссийская научная конференция  
с международным участием.  
Тезисы докладов.**

---

Сдано в набор 25.08.20  
Подписано в печать 03.09.20  
Формат 60×84/16. Гарнитура Таймс.  
Объем 12,4 усл. печ. л.  
Тираж 100 экз.  
Издательство ИФ СО РАН

---

Отпечатано в типографии И.П. Дворядкина И.Д.  
г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 28, оф. 156  
тел. 290-72-32, 8-963-180-99 76  
e-mail: darma@akadem.ru